

SÉRIE A, N° 1093

N° D'ORDRE :

1937

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

E. FROMY

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EFFET WIEDEMANN,
CONSIDÉRÉ COMME UN CAS PARTICULIER DE LA
MAGNÉTOSTRICITION. ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉ-
RIMENTALE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *JF* Mai 1927 devant la Commission d'examen.

MM. JANET *Président,*

J. PERRIN } *Examineurs*
A. COTTON }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N^o 1093

N^o D'ORDRE :

1937

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

E. FROMY

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EFFET WIEDEMANN,
CONSIDÉRÉ COMME UN CAS PARTICULIER DE LA
MAGNÉTOSTRICTION. ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉ-
RIMENTALE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *JH* Mai 1927 devant la Commission d'examen.

MM. JANET *Président.*

J. PERRIN } *Examineurs.*
A. COTTON }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen CH. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX.
V. BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER.
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.
G. SAGNAC.



	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	P. JANET.....	Electrotechnique générale.
	F. WALLERANT..	Minéralogie.
	H. ANDOYER.....	Astronomie.
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
	E. HAUG.....	Géologie.
	GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	C. CHABRI.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	ÉMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	L. MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	RÉMY PERRIER....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	E. VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	A. COTTON.....	Physique générale.
	J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	CHARLES FABRY...	Physique.
	CHARLES PÉREZ...	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géologie appliquée et géolog. régionale.
	R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	P.-A. DANGEARD..	Botanique.
	P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	P. WINTREBERT..	Anatomie et histologie comparées.
	O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
	G. JULIA.....	Mathématiques générales.
	A. JOB.....	Chimie générale.
	A. MAILHE.....	Etude des combustibles.
	L. LUTAUD.....	Géographie physique.
	EUGÈNE BLOCH....	Physique théorique et phys. céleste.
	E. HÉROUARD.....	Zoologie.
	E. PECHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	V. AUGER.....	Chimie analytique.
	M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
	A. GUILLET.....	Physique.
	C. MAUGUIN.....	Minéralogie.
	L. BLARINGHEM..	Botanique.
	A. MICHEL-LEVY..	Pétrographie.
	A. DEREIMS.....	Géologie.
	R. DONGIER.....	Physique du globe.
	A. DENJOY.....	Calcul différentiel et intégral.
	H. BENARD.....	Physique (P.C.N.).
	A. GUILLIERMOND	Botanique (P.C.N.).

Secrétaire..... DANIEL TOMBECK.

CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DE L'EFFET WIEDEMANN
CONSIDÉRÉ COMME UN CAS PARTICULIER
DE LA MAGNÉTOSTRICION.
ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Par E. FROMY.

INTRODUCTION

Historique.

L'effet Wiedemann, ou torsion magnétique, est le phénomène qui prend naissance sur un fil ou un tube en métal magnétique lorsqu'on le soumet à l'action d'un champ inducteur hélicoïdal, produit par la superposition d'un champ uniforme parallèle à son axe et du champ circulaire d'un courant passant dans l'éprouvette; il se manifeste par une torsion autour de l'axe.

Son étude se divise en deux périodes. La première correspond à la découverte du phénomène et à la recherche de ses caractéristiques générales; elle a été inaugurée en 1837 par Wiedemann (1) qui mit en évidence la torsion d'un fil de fer, puis par Knott (2), Nagaoka (3) et Honda (4) qui étendirent les observations de Wiedemann au nickel et au ferro-nickel. Enfin, en 1903, M. Jouaust (5) entreprit sur des fils de fer, de nickel et de ferro-nickel, une étude d'ensemble qui constitue à l'heure actuelle l'exposé le plus complet de la question. Les principaux résultats sont résumés par les courbes des

figures 1 et 2 relatives à un fil de fer de 0,32 mm. de diamètre et 55 cm. de longueur.

Simultanément, quelques auteurs cherchèrent une inter-

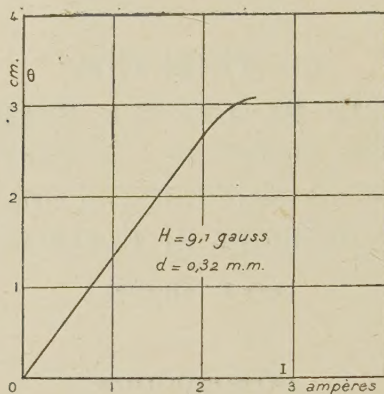


Fig. 1.

prétation théorique du phénomène (6) en faisant appel à trois hypothèses : 1° orientation moléculaire dans le champ

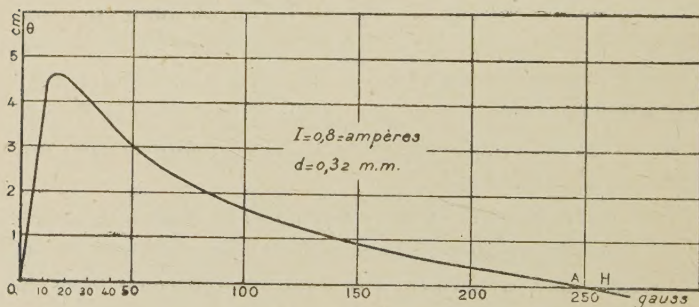


Fig. 2.

inducteur hélicoïdal (Wiedemann); 2° anisotropie magnétique de l'éprouvette (Kirchoff, Maxwell, Crystal); 3° effet de magnétostriction simple résultant des variations de longueur parallèlement au champ inducteur (Maxwell).

Ces diverses théories interprètent certains résultats fonda-

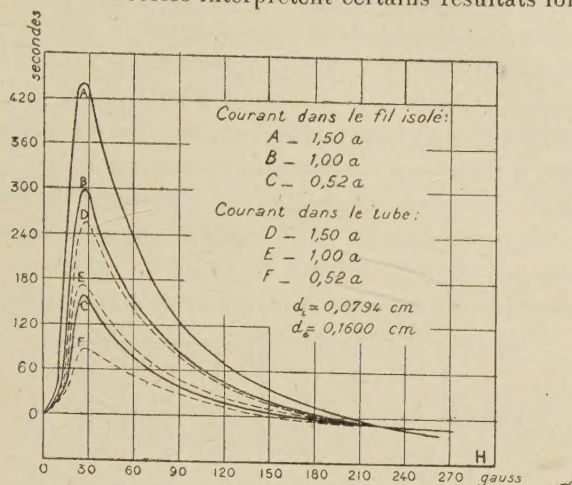


Fig. 3.

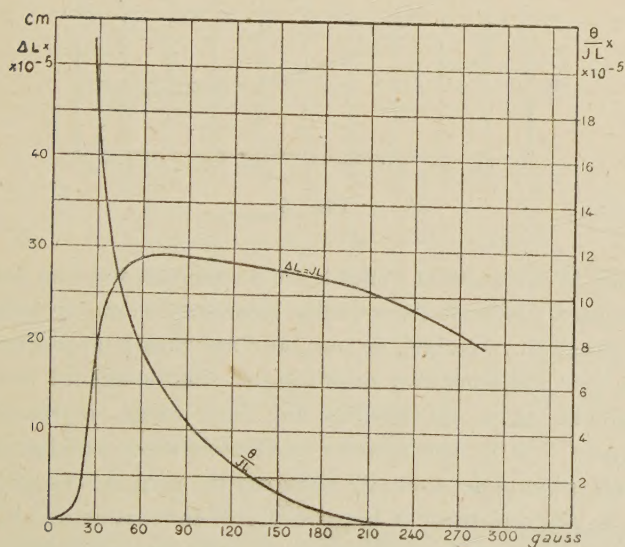


Fig. 4.

mentaux, mais aucune d'elle n'est en complet accord avec

l'expérience. Leur insuccès ouvre la seconde période pendant laquelle les chercheurs se sont bornés à une étude purement expérimentale du phénomène en faisant varier les conditions d'expérience et le métal étudié (7, 8, 9, 10, 11). Quelques auteurs cependant ont entrepris d'étudier sur la même éprouvette les différents phénomènes magnéto-mécaniques et magnéto-électriques en s'efforçant de découvrir des liens entre eux (12, 13). L'étude la plus intéressante dans ce sens est due à M. Williams (14, 15) qui observa simultanément sur des tubes de fer et d'acier de différents diamètres

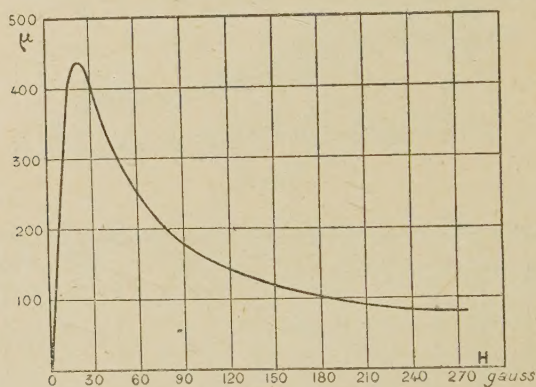


Fig. 5.

l'effet Wiedemann et l'effet Joule de magnétostriction parallèlement à l'axe de l'éprouvette. Reprenant alors l'hypothèse de Maxwell, il établit, en partant d'une théorie approchée et un peu rudimentaire, une formule simple qui lui permit d'établir entre les courbes des deux effets, représentées figures 3 et 4, une relation qualitative assez satisfaisante, mais incomplète. Il étudia aussi sur les mêmes échantillons la loi des variations de la perméabilité en fonction du champ longitudinal et fut conduit à une courbe affectant la forme de la figure 5, très voisine de la figure 3 ; il en conclut qu'il y a entre les deux phénomènes un lien direct. Enfin, M. Wil-

liams étudia sur des tubes de fer, d'acier et de nickel, les lois de l'effet Joule (16) : parallèlement au champ inducteur

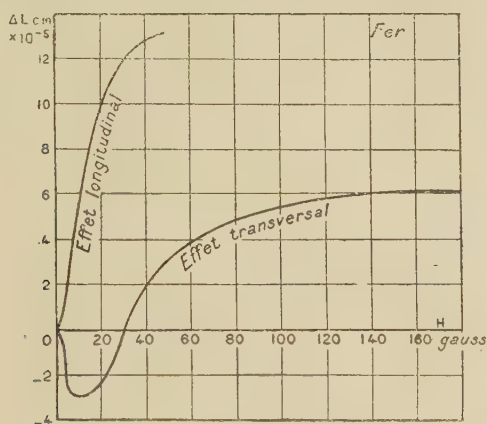


Fig. 6.

(effet longitudinal) et perpendiculairement à ce champ (effet

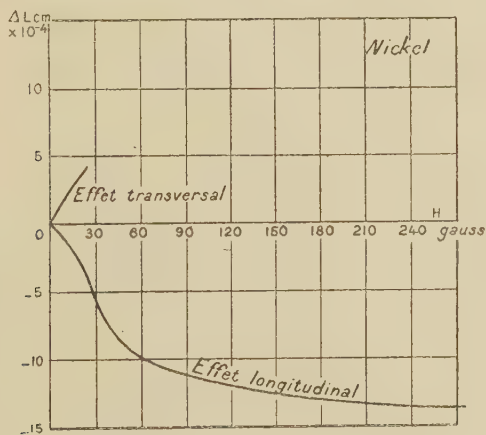


Fig. 7.

transversal). Les résultats sont figurés par les courbes des figures 6, 7 et 8.

Discussion. — L'effet Wiedemann apparaît comme un phénomène de magnétostriction, analogue à celui de Joule, mais plus complexe. Il prend naissance sur un fil ou un tube en métal magnétique chaque fois qu'on le soumet aux actions simultanées d'un champ uniforme parallèle à l'axe et d'un champ circulaire créé par un courant circulant dans le tube lui-même ou dans un fil isolé disposé suivant son axe.

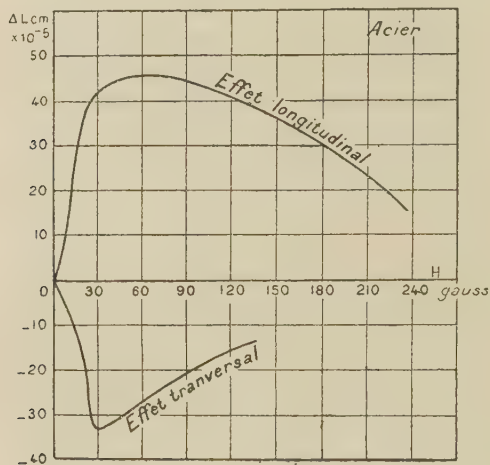


Fig. 8.

Il se manifeste par une torsion de l'éprouvette dont le sens et la valeur dépendent du métal utilisé et des valeurs du champ et du courant. Tous les essais antérieurs ont été effectués en utilisant cet angle de torsion pour caractériser et mesurer l'effet Wiedemann.

Les résultats obtenus sont assez confus et pas toujours très concordants ; toutefois, il semble qu'on puisse considérer comme généraux les faits suivants :

1° Sous l'action d'un champ et d'un courant parallèles à son axe, un tube en métal magnétique est soumis à une torsion. Si le courant est dirigé de haut en bas et le champ de

bas en haut, la torsion de l'extrémité inférieure libre du tube se fait dans le sens du champ circulaire dans le cas du nickel et dans le sens contraire dans le cas du fer ;

2° La torsion s'annule et change de signe dès que l'un des deux facteurs champ ou courant s'annule et s'inverse, abstraction faite de l'hystérésis. On n'observe plus alors sur l'éprouvette que des effets de magnétostriktion simple ;

3° A champ constant, la torsion est proportionnelle au courant tant que celui-ci reste inférieur à une certaine limite mal définie et variable d'un essai à l'autre ; à partir de cette valeur, elle paraît tendre vers une limite ou un maximum ;

4° A courant constant et à champ variable, la torsion suit une loi beaucoup plus compliquée ; elle commence par croître avec le champ suivant une loi à peu près linéaire, puis passe par un maximum et décroît. La décroissance, d'abord rapide, se ralentit peu à peu. Dans le cas du fer, elle s'annule entre 150 et 250 gauss puis s'inverse.

Dans le cas du nickel, la croissance et la décroissance sont plus lentes ; en outre, il n'y a pas de point d'inversion, la torsion est toujours de même signe et diminue lentement ;

5° Le maximum de torsion se produit pour une certaine valeur du champ qui est indépendante du courant traversant le fil et reste le même que le courant passe dans le tube lui-même ou dans un fil isolé disposé suivant son axe. En outre, ce champ n'a rien de commun avec celui qui correspond au maximum des effets Joule ;

6° Le champ d'inversion dans le cas du fer semble n'avoir aucun rapport avec les points analogues des effets Joule. Il dépend de la valeur du courant axial et de la température de l'éprouvette et croît avec eux. Aucune théorie ne l'explique ;

7° Les valeurs de l'angle de torsion obtenues avec un courant et un champ donnés ne sont pas les mêmes suivant que

l'on établit en premier lieu l'un ou l'autre des champs inducteurs ;

8° L'effet Wiedemann présente de l'hystérésis.

Les diverses théories proposées pour interpréter ces phénomènes n'ont donné aucun résultat jusqu'ici. Or, elles ont un caractère commun qui est peut-être l'origine de leur insuccès : toutes sont basées sur des considérations générales qui assimilent le métal étudié à un milieu idéal, continu et uniforme et font appel à des lois déduites de la physique générale. En réalité, le métal est constitué par un agglomérat de petits cristaux ou molécules placés à côté les uns des autres à distances très petites mais finies, fonctions des forces qui s'exercent entre eux ; les dimensions géométriques d'un échantillon sont alors liées aux forces inter-moléculaires et toute cause susceptible d'influencer ces forces peut provoquer des variations de longueur de l'éprouvette, ce serait le cas en particulier pour un champ magnétique. Dans cette hypothèse, l'étude de la magnétostriktion, ou effet Joule, serait ramenée à celle des variations apportées par le champ magnétique aux forces inter-moléculaires et par suite aux perturbations créées par lui dans le réseau cristallin. Les théories quantiques de l'atome devront permettre cette discussion lorsqu'elles seront suffisamment développées et toute tentative faite dans une autre voie me paraît vouée à l'insuccès.

On pourrait développer des considérations analogues à propos de l'effet Wiedemann et arriver à la conclusion qu'une synthèse complète du phénomène est actuellement impossible. En revanche si, comme l'a suggéré Maxwell, l'effet Wiedemann n'était qu'un cas particulier de l'effet Joule et si on arrivait à établir les liens qui les unissent, son étude serait très simplifiée ; il suffirait d'interpréter le second pour rendre compte *ipso facto* du premier.

La tentative de M. Williams pour rapprocher ces deux phénomènes semble donc faire date dans l'étude de l'effet

Wiedemann et ouvrir aux chercheurs une voie nouvelle et des plus fructueuses. Je crois même que, dans l'état actuel de nos connaissances, ce soit la seule qui puisse faire progresser la question. La théorie et la formule proposées par cet auteur fournissent des résultats qualitatifs à peu près satisfaisants dans certains cas, mais se montrent très insuffisantes sur bien des points.

Pour ces raisons, il m'a paru intéressant de reprendre complètement l'étude tentée par M. Williams en l'asseyant sur des bases plus solides et d'effectuer la synthèse de l'effet Wiedemann en partant de l'effet Joule sous sa forme la plus complexe.

Les lois expérimentales de l'effet Joule sont très bien résumées par les courbes des figures 6, 7 et 8 et peuvent s'énoncer comme suit :

1° Sous l'action d'un champ magnétique, un métal magnétique subit des variations de longueurs :

a) parallèlement au champ (effet Joule longitudinal) ;

b) dans toutes directions perpendiculaires au champ (effet Joule transversal).

2° Les deux effets sont du même ordre de grandeur.

3° Ils sont relativement simples dans le cas du nickel pour lequel on observe toujours une contraction longitudinale et une dilatation transversale.

4° Ils sont plus complexes dans le cas du fer et de l'acier. Pour les champs faibles, on a d'abord une dilatation longitudinale et une contraction transversale. Pour les champs très élevés, on observe l'inverse. Les courbes des deux effets présentent des points d'inversion qui ne coïncident pas en sorte que, pour des champs moyens, on peut avoir simultanément des dilatations transversale et longitudinale.

Plan de l'étude. — L'étude qui suit se divisera en trois parties bien distinctes. Dans la première, purement théorique, je m'efforcerai non pas de rendre compte complètement

des effets de magnétostriction en général, ni de l'effet Wiedemann, mais d'analyser aussi complètement que possible les conséquences des déformations dues à l'effet Joule dans les conditions d'expérience qui donnent naissance à la torsion magnétique et de rechercher les liens qui peuvent exister entre ces deux phénomènes.

Cette analyse me conduira à l'établissement d'une formule dans laquelle interviendront des coefficients expérimentaux caractéristiques de l'effet Joule. Elle me permettra de discuter les résultats déjà obtenus et la méthode d'étude qui est généralement adoptée, bien qu'elle soit très imparfaite. Je serai ainsi amené à examiner les conditions optima auxquelles doit satisfaire une méthode d'étude correcte et à proposer un nouveau principe.

La seconde partie sera consacrée à la description du dispositif d'étude, du matériel utilisé et des réglages préalables.

Enfin la troisième partie comprendra la description des mesures et des résultats expérimentaux obtenus sur une éprouvette de nickel.

Le but final de ces expériences sera d'établir un parallélisme entre l'effet Wiedemann et l'intensité d'aimantation longitudinale.

Ces essais ont été effectués sous la haute direction de M. Langevin, Professeur au Collège de France, et avec les conseils éclairés de M. L. Brillouin ; je les prie d'agréer l'expression de toute ma gratitude pour l'aide bienveillante et précieuse qu'ils ont bien voulu me prêter en toutes occasions.

BIBLIOGRAPHIE

1. WIEDEMANN. — *Electricität*, t. III, p. 798, 1837.
2. KNOTT. — *Transaction Royal. Soc. d'Edimbourg*, 1899, t. XXXII, p. 193 ; t. XXXV, p. 377.
3. NAGAOKA. — *Proceeding Royal Soc. d'Edimbourg*, 1899, t. XXV, p. 386 ; *Journal Sc. Col. Tokio*, t. IV, p. 323, 1891 ; *Comptes rendus du Congrès de Physique de 1900*, p. 544.

4. NAGAOKA et HONDA. — *Comptes Rendus*, t. CXXXIV, p. 538 ; *Société de Physique*, 21 mars 1902 ; *Eclairage électrique*, t. XXXI, p. 150.
 5. R. JOUAUST. — *Eclairage électrique*, fév. 1903, t. XXXIV.
 6. P. DRUDE. — *Wied. Ann.*, t. LXIII, pp. 9-15, 1897.
 7. Wiedemann effect at high temperatures. S. SHIMIZU and T. TANAKADATE. *Proceed.*, 3-8. oct. 1906, pp. 142-149. Physico Mathematical Soc. Tokyo.
 8. Relation entre la torsion et le magnétisme. JULES PELLET, *Journal de Physique*, t. VIII, 1909, p. 110.
 9. Effet Wiedemann dans l'acier au silicium. T. GUESOTTO et S. BREDÀ. *N. Cimento*, t. 3, janv. 1912, pp. 5-29.
 10. Effet Wiedemann sur des fils de nickel. T. GUESOTTO et V. MATTIOLI. *N. Cimento*, t. 6, nov. 1913, pp. 348-374 ; *N. Cimento*, t. 8, nov. 1914, pp. 379-402.
 11. The Wiedemann Effect in pure Cobalt. H. H. PIDGEON. *Phy. Review*, t. 13, 1919, pp. 209-237.
 12. Magnétostriktion and magnetoelectric Effects in Fe, Ni and Co. CORKLE. *Phy. Review*, t. 22, 1923, pp. 271-278.
 13. Anhyseretic Magnetostrictive Effects in Iron, Nickel and Cobalt. CORKLE. *Phy. Review*, t. 25, 1925, p. 541.
 14. The Joule and Wiedemann effects in steel tube. S. R. WILLIAMS. *Phy. Review*, t. XXXII, 1911, pp. 281-296.
 15. A Study of the Joule and Wiedemann magnetostrictive effects in the same specimen of Ni. WILLIAMS. *Phy. Review*, t. 10, 1917, pp. 129-139.
 16. Longitudinal and transverse magnetostrictive effects in the same specimen of Steel and Nickel. WILLIAMS. *Phy. Review*, t. 4, 1914, pp. 498-506.
-

CHAPITRE PREMIER

Relations entre l'effet Wiedemann et l'effet Joule.

1^o MAGNÉTOSTRICION

Effet JOULE

A. Déformations. — Considérons un milieu magnétique indéfini soumis à l'action d'un champ magnétique uniforme de valeur $\mathcal{H}$. Nous supposerons pour simplifier que l'aimantation du milieu considéré se fait sans hystérésis ; dans ce cas le vecteur intensité d'aimantation est toujours parallèle au champ inducteur $\mathcal{H}$ et sa valeur ne dépend que de celle du champ.

Traçons dans le milieu un trièdre de référence OXYZ (fig. 9) et orientons-le de façon que l'axe OZ soit parallèle au champ. Sous l'action de la magnétostriction le milieu se déforme et on observe :

1^o Une dilatation linéaire parallèle au champ, donc suivant OZ ;

2^o Une dilatation linéaire dans toutes directions perpendiculaires au champ, c'est à-dire suivant OX et OY.

Désignons par J et J' les coefficients de ces dilatations linéaires, respectivement parallèle et perpendiculaire au champ, et comptons-les positivement dans le sens d'une dilatation. Ces coefficients de la forme $\frac{\Delta L}{L}$ sont des fonctions de l'intensité d'aimantation, donc du champ inducteur $\mathcal{H}$ et ne dépendent que de sa valeur.

Cela étant, considérons dans le milieu deux points M_1 et M_2 quelconques.

Soient x, y, z et $x + h, y + k, z + l$ les coordonnées de ces points avant déformation, c'est-à-dire en l'absence du champ.

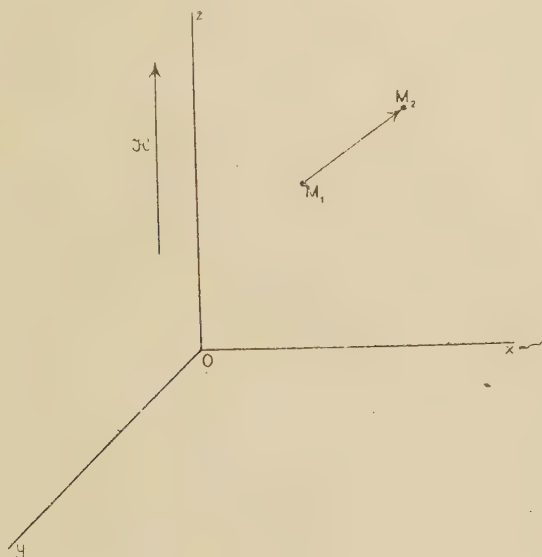


Fig. 9.

Le vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$ compté positivement dans le sens $M_1 M_2$ a pour projections sur les axes :

$$h, \quad k, \quad l$$

pour longueur :

$$s = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$

pour cosinus directeurs :

$$\alpha = \frac{h}{s}, \quad \beta = \frac{k}{s}, \quad \gamma = \frac{l}{s}.$$

Lorsqu'on applique le champ, le métal se déforme et les points M_1 et M_2 se déplacent.

Soient u, v, w , les composantes du déplacement de M_1 .
Celles de M_2 seront u', v', w' et on pourra écrire :

$$\begin{aligned} u' &= u + \frac{\partial u}{\partial x} h + \frac{\partial u}{\partial y} k + \frac{\partial u}{\partial z} l \\ v' &= v + \frac{\partial v}{\partial x} h + \frac{\partial v}{\partial y} k + \frac{\partial v}{\partial z} l \\ w' &= w + \frac{\partial w}{\partial x} h + \frac{\partial w}{\partial y} k + \frac{\partial w}{\partial z} l. \end{aligned}$$

Ces relations se simplifient du fait que le champ inducteur $\mathcal{H}$ a été supposé uniforme.

Dans ce cas, les déformations sont simples ; les plans qui étaient primitivement parallèles aux plans de coordonnées le sont encore après déformation, en sorte que l'on a :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0.$$

d'où

$$\left\{ \begin{aligned} u' &= u + \frac{\partial u}{\partial x} h \\ v' &= v + \frac{\partial v}{\partial y} k \\ w' &= w + \frac{\partial w}{\partial z} l. \end{aligned} \right.$$

Les projections du vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$ deviennent après déformation :

$$\left\{ \begin{aligned} h' &= h \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ k' &= k \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ l' &= l \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \right.$$

que l'on peut écrire en faisant apparaître les anciens cosinus directeurs :

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} h' &= s\alpha \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ k' &= s\beta \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ l' &= s\gamma \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \right.$$

Le vecteur M_1M_2 a donc :
une nouvelle longueur :

$$s' = \sqrt{h'^2 + k'^2 + l'^2}$$

de nouveaux cosinus directeurs :

$$\alpha' = \frac{h'}{s'}, \quad \beta' = \frac{k'}{s'}, \quad \gamma' = \frac{l'}{s'}.$$

Ces déformations entraînent une dilatation linéaire suivant M_1M_2 et une distorsion.

Dilatation linéaire. — La longueur du vecteur $\overline{M_1M_2}$ après déformation peut s'écrire en tenant compte des relations 1 :

$$s'^2 = s^2 \left[\alpha^2 \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \beta^2 \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \gamma^2 \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right].$$

Développons en négligeant les termes du second ordre et en tenant compte de la relation $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. Il vient :

$$s'^2 = s^2 \left[1 + 2\alpha^2 \frac{\partial u}{\partial x} + 2\beta^2 \frac{\partial v}{\partial y} + 2\gamma^2 \frac{\partial w}{\partial z} \right]$$

soit :

$$s'^2 = s^2 [1 + 2\eta]$$

en posant :

$$\eta = \alpha^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \beta^2 \frac{\partial v}{\partial y} + \gamma^2 \frac{\partial w}{\partial z}.$$

En négligeant encore les termes du second ordre, on peut écrire :

$$1 + 2\eta = (1 + \eta)^2.$$

d'où :

$$s' = s(1 + \eta) \quad \text{et} \quad \eta = \frac{s' - s}{s}.$$

Le coefficient η n'est donc autre que le coefficient de dila-

tation linéaire suivant la direction repérée par les cosinus directeurs α, β, γ .

$$(2) \quad \eta_{\alpha\beta\gamma} = \alpha^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \beta^2 \frac{\partial v}{\partial y} + \gamma^2 \frac{\partial w}{\partial z}.$$

En orientant successivement le vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$ suivant les trois axes, on voit que les différentielles $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$ ne sont autres que les coefficients de dilatation linéaire parallèlement aux axes. On peut donc écrire :

$$\frac{\partial w}{\partial z} = J, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = J'$$

d'où :

$$\eta_{\alpha\beta\gamma} = J\gamma^2 + J'(\alpha^2 + \beta^2).$$

soit enfin :

(3)

$$\eta_{\alpha\beta\gamma} = J\gamma^2 + J'(1 - \gamma^2).$$

Cette relation montre que la dilatation suivant une direction $\alpha\beta\gamma$ ne dépend que de son orientation par rapport à l'axe OZ, c'est-à-dire au champ ; les déformations sont donc symétriques autour de cet axe, résultat évident *à priori*.

Distorsion. — Les nouveaux cosinus directeurs peuvent s'écrire en développant :

$$\alpha' = \frac{s\alpha \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right)}{s(1 + \gamma_1)} = \alpha \frac{1 + \frac{\partial u}{\partial x}}{1 + \gamma_1}$$

avec le même degré d'approximation que ci-dessus, on peut écrire :

$$\alpha' = \alpha \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right) (1 - \gamma_1) = \alpha \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} - \gamma_1\right).$$

On a des expressions analogues pour les autres cosinus directeurs :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha' = \alpha \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} - \gamma_1 \right) \\ \beta' = \beta \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} - \gamma_1 \right) \\ \gamma' = \gamma \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} - \gamma_1 \right) \end{array} \right.$$

Ces variations entraînent une distorsion du milieu qui se traduit par une variation de l'angle de deux droites quelconques prises dans le métal.

Pour exprimer la distorsion, considérons un vecteur qui était primitivement perpendiculaire à $\overrightarrow{M_1 M_2}$. Ses cosinus directeurs avant déformation étaient a, b, c , tels que :

$$a\alpha + b\beta + c\gamma = 0.$$

Ils sont devenus après déformation :

$$\begin{aligned} a' &= a \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} - \gamma_1' \right) \\ b' &= b \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} - \gamma_1' \right) \\ c' &= c \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} - \gamma_1' \right) \end{aligned}$$

avec :

$$\gamma_1' = a^2 \frac{\partial u}{\partial x} + b^2 \frac{\partial v}{\partial y} + c^2 \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Avant déformation l'angle des deux directions $\alpha\beta\gamma$ et abc était $\frac{\pi}{2}$. Après déformation, il a pris une valeur V telle que :

$$\cos V = a'\alpha' + b'\beta' + c'\gamma'.$$

Or en négligeant les termes du second ordre, on peut écrire :

$$\begin{aligned} a'\alpha' &= a\alpha \left[1 + 2 \frac{\partial u}{\partial x} - (\gamma_1 + \gamma_1') \right] \\ b'\beta' &= b\beta \left[1 + 2 \frac{\partial v}{\partial y} - (\gamma_1 + \gamma_1') \right] \\ c'\gamma' &= c\gamma \left[1 + 2 \frac{\partial w}{\partial z} - (\gamma_1 + \gamma_1') \right] \end{aligned}$$

En simplifiant, il vient :

$$\cos V = 2\alpha x \frac{\partial u}{\partial x} + 2b\beta \frac{\partial v}{\partial y} + 2c\gamma \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Si on désigne par g la variation de l'angle des deux directions primitivement rectangulaires, c'est-à-dire la distorsion dans le plan des vecteurs considérés, on a :

$$V = \frac{\pi}{2} - g \quad \text{et} \quad \cos V = \sin g = g$$

en supposant g assez petit pour pouvoir confondre le sinus et l'arc.

On a donc finalement :

$$(5) \quad g = 2\alpha x \frac{\partial u}{\partial x} + 2b\beta \frac{\partial v}{\partial y} + 2c\gamma \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Telle est la formule qui exprime la distorsion dans le plan des deux vecteurs considérés de cosinus directeurs $\alpha\beta\gamma$ et abc liés par la relation $\alpha x + b\beta + c\gamma = 0$.

Si l'angle g est petit, on peut confondre la tangente et le sinus et écrire que l'expression 5 fournit la valeur du glissement unitaire qui se produit dans le milieu parallèlement à l'une des directions $\alpha\beta\gamma$ ou abc supposée fixe dans l'espace.

Dans le cas actuel, on a :

$$\frac{\partial w}{\partial z} = J, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = J'$$

d'où une nouvelle expression du glissement :

$$g = 2c\gamma J + 2J'(\alpha x + b\beta)$$

soit :

(6)

$$g = 2c\gamma(J - J').$$

Cette forme montre que la distorsion entre 2 directions perpendiculaires quelconques ne dépend que de leurs orien-

tations par rapport à l'axe OZ qui est encore un axe de symétrie.

Déformations rapportées à trois axes quelconques. — Nous venons d'examiner le cas particulier où le champ inducteur uniforme $\mathcal{H}$ est parallèle à l'axe OZ . En pratique il est plus commode de rapporter les déformations à un trièdre de référence d'orientation quelconque par rapport au champ.

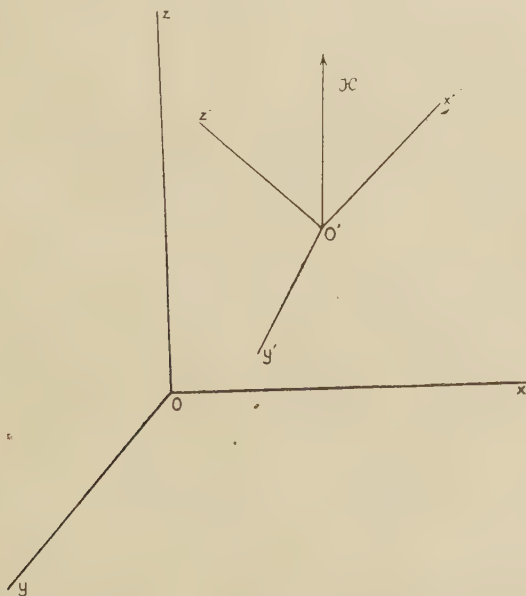


Fig. 10.

Considérons donc dans le milieu déformé un trièdre de référence $O'X'Y'Z'$ (fig. 10), à axes rectangulaires et soient :

	OX	OY	OZ
$O'X'$	a_1	b_1	c_1
$O'Y'$	a_2	b_2	c_2
$O'Z'$	a_3	b_3	c_3

les cosinus directeurs des nouveaux axes par rapport aux anciens.

Le champ $\mathcal{H}$ parallèle à l'axe OZ a pour cosinus directeurs dans le nouveau système : c_1, c_2, c_3 .

Cela étant, nous allons chercher quelles sont les expressions des déformations du milieu rapportées au système O'X'Y'Z'.

Nous avons d'abord des dilatations linéaires suivant les 3 axes. D'après la formule 3 ces dilatations sont, en affectant respectivement les indices 1, 2, 3 aux déformations parallèles à O'X', O'Y', O'Z'.

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \eta_1 = Jc_1^2 + J'(1 - c_1^2) \\ \eta_2 = Jc_2^2 + J'(1 - c_2^2) \\ \eta_3 = Jc_3^2 + J'(1 - c_3^2) \end{array} \right.$$

Il y a ensuite des distorsions ou glissements dans les 3 plans de coordonnées. En affectant les indices 1, 2, 3 aux plans respectivement perpendiculaires aux axes O'X', O'Y', O'Z', ces glissements sont d'après la formule 6 :

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} g_1 = 2c_2c_3(J - J') \\ g_2 = 2c_1c_3(J - J') \\ g_3 = 2c_1c_2(J - J') \end{array} \right.$$

Déformations par un champ d'orientation quelconque.

— Nous pouvons donc généraliser et résumer l'étude précédente de la façon suivante.

Considérons un milieu magnétique indéfini et dans ce milieu un trièdre de référence rectangulaire OXYZ.

Faisons agir sur le milieu un champ magnétique uniforme, de valeur $\mathcal{H}$ et dont la direction par rapport aux axes est définie par ses cosinus directeurs $\alpha\beta\gamma$ (fig. 11).

Sous l'action du champ $\mathcal{H}$, le milieu se déforme par effet de magnétostriktion et ces déformations sont :

1^o Des dilatations linéaires parallèles aux axes :

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \gamma_1 = J\alpha^2 + J'(1 - \alpha^2) \\ \gamma_2 = J\beta^2 + J'(1 - \beta^2) \\ \gamma_3 = J\gamma^2 + J'(1 - \gamma^2) \end{array} \right.$$

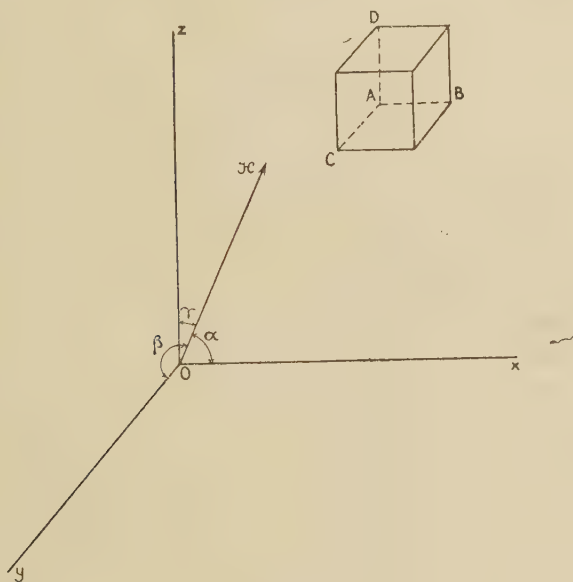


Fig. 11.

2^o Des glissements dans les plans de coordonnées :

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} g_1 = 2\beta\gamma(J - J') \\ g_2 = 2\alpha\gamma(J - J') \\ g_3 = 2\alpha\beta(J - J') \end{array} \right.$$

B. Efforts créés par la magnétostriction. — Considérons maintenant un cube d'arêtes parallèles aux axes ABCD (fig. 11). Ce cube faisant partie du milieu déformé subit des déformations données par les relations 9 et 10.

Ces déformations donnent lieu à une dilatation volumique :

$$\Omega = \eta_1 + \eta_2 + \eta_3,$$

soit :

$$\Omega = J(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2) + J'[3 - (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)],$$

ou enfin :

$$\Omega = J + 2J'.$$

La dilatation volumique du cube est constante et indépendante de l'orientation du champ par rapport à ses axes ; elle ne dépend que de sa valeur (J et J' sont fonctions de $\mathcal{H}$).

Cela étant, on peut définir quels sont les efforts qu'il faudrait exercer sur le cube pour produire par des moyens mécaniques des déformations équivalentes à celles que produit la magnétostriction.

Ces efforts comprennent :

1° Des efforts normaux aux faces donc parallèles aux arêtes N_1, N_2, N_3 , produisant les dilatations linéaires η_1, η_2, η_3 .

2° Des efforts tangents aux faces, T_1, T_2, T_3 produisant les glissements g_1, g_2, g_3 .

En désignant par λ et μ les coefficients élastiques du milieu, les valeurs unitaires de ces efforts peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} N_1 = \lambda\Omega + 2\mu\eta_1 \\ N_2 = \lambda\Omega + 2\mu\eta_2 \\ N_3 = \lambda\Omega + 2\mu\eta_3 \\ T_1 = \mu g_1 \\ T_2 = \mu g_2 \\ T_3 = \mu g_3 \end{cases}$$

En explicitant les déformations, il vient :

$$(11) \quad \begin{cases} N_1 = \lambda(J + 2J') + 2\mu[J\alpha^2 + J'(1 - \alpha^2)] \\ N_2 = \lambda(J + 2J') + 2\mu[J\beta^2 + J'(1 - \beta^2)] \\ N_3 = \lambda(J + 2J') + 2\mu[J\gamma^2 + J'(1 - \gamma^2)] \end{cases}$$

$$(12) \quad \begin{cases} T_1 = 2\mu\beta\gamma(J - J') \\ T_2 = 2\mu\alpha\gamma(J - J') \\ T_3 = 2\mu\alpha\beta(J - J') \end{cases}$$

Imaginons maintenant que le champ inducteur $\mathcal{H}$ soit parallèle à l'un des axes de coordonnées, par exemple l'axe OZ, les expressions se réduisent à :

$$\begin{aligned} T_1 &= T_2 = T_3 = 0 \\ N_1 &= N_2 = \lambda(J + 2J') + 2\mu J' \\ N_3 &= \lambda(J + 2J') + 2\mu J \end{aligned}$$

Ainsi dans ce cas particulier, les efforts se réduisent à :

1° Un effort de dilatation parallèle au champ inducteur et de valeur unitaire :

$$F = \lambda(J + 2J') + 2\mu J;$$

2° Un effort de dilatation perpendiculaire au champ et de valeur unitaire :

$$F' = \lambda(J + 2J') + 2\mu J';$$

Ces efforts unitaires F et F' sont ceux qu'il faudrait exercer sur le cube, ou plus généralement sur le milieu soumis à l'action du champ uniforme $\mathcal{H}$, pour produire par un moyen mécanique des déformations équivalentes à celles que produit la magnétostriction.

Dès lors, on peut considérer les déformations de magnétostriction comme la conséquence d'efforts de dilatation F et F' que le champ fait naître dans le milieu parallèlement à sa direction et dans toutes directions perpendiculaires.

Ces efforts F et F' varient en direction avec l'orientation du champ, et leurs valeurs ne dépendent que de celle du champ dans l'hypothèse où il n'y a pas d'hystérésis. Ils peuvent donc être considérés comme caractéristiques de l'action du champ; nous les désignerons par la suite sous le nom *d'efforts principaux*.

Plus généralement, si le champ a une orientation quelconque par rapport aux trois axes, on peut considérer les défor-

mations de magnétostriction comme la conséquence d'efforts que l'action du champ fait naître dans le milieu. Ces efforts comprennent des efforts de dilatation parallèles aux axes et des efforts de glissement tangents aux plans de coordonnées.

Les valeurs unitaires de ces efforts sont données par les formules 11 et 12.

On peut les expliciter en fonction des efforts principaux F et F' . On trouve tous calculs faits :

$$(13) \quad \begin{cases} N_1 = \alpha^2 F + (1 - \alpha^2) F' \\ N_2 = \beta^2 F + (1 - \beta^2) F' \\ N_3 = \gamma^2 F + (1 - \gamma^2) F' \end{cases}$$

$$(14) \quad \begin{cases} T_1 = \beta\gamma(F - F') \\ T_2 = \alpha\gamma(F - F') \\ T_3 = \alpha\beta(F - F') \end{cases}$$

Ces formules représentent également au signe près les valeurs des efforts mécaniques qu'il faudrait exercer sur le milieu déformé pour le ramener à son état initial et annuler l'effet de la magnétostriction.

Comme ces efforts sont reliés aux efforts principaux F et F' par des formules simples et dans lesquelles n'intervient aucun coefficient élastique, leur mesure permet de remonter à l'origine des déformations de magnétostriction et d'évaluer les efforts principaux qui ne dépendent, pour un milieu donné, que de la valeur du champ inducteur.

La considération de ces efforts permet une grande simplification de la discussion des phénomènes de magnétostriction dans les cas complexes (torsion de Wiedemann), car elle permet d'éliminer les constantes élastiques du milieu et de ne pas mettre en cause les dimensions géométriques des éprouvettes.

2⁰ TORSION MAGNÉTIQUE

Effet WIEDEMANN

A. Déformation d'un tube mince. — Considérons un tube en métal magnétique (fig. 12). Soient r son rayon et ε son épaisseur supposée très petite devant r .

Soumettons ce tube aux actions de deux champs inducteurs :

1⁰ Un champ uniforme H (longitudinal) parallèle à son axe et dirigé de bas en haut.

2⁰ Un champ circulaire C produit par un courant I traversant un conducteur isolé et disposé suivant l'axe du tube. Le courant I sera compté positivement de haut en bas.

Puisque par hypothèse l'épaisseur ε est très faible devant le rayon r , on peut considérer le champ C comme constant en tous points du tube et sa valeur est :

$$C = \frac{2I}{r}.$$

Cela étant, considérons un volume élémentaire $O.ABC$ délimité dans le tube par deux plans perpendiculaires à l'axe et par deux plans passant par l'axe.

Cet élément de volume est soumis à un champ magnétisant $\mathcal{H}$ qui est la résultante du champ longitudinal H et du champ circulaire C et qui peut être regardé comme uniforme en grandeur et en direction dans tout l'espace occupé par le

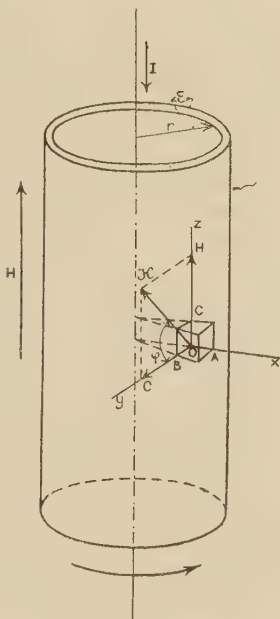


Fig. 12.

cube élémentaire. Sous l'action du champ $\mathcal{H}$ il se déforme par magnétostriction.

Considérons maintenant un trièdre de référence constitué par 3 axes OX, OY, OZ disposés comme suit :

OX dirigé suivant le rayon du tube passant par l'élément.

OZ dirigé suivant la génératrice du tube passant par l'élément.

OY perpendiculaire aux deux premiers, donc dirigé suivant la tangente au tube.

Le champ longitudinal H est alors dirigé suivant oz et le champ circulaire C suivant OY.

Le champ résultant $\mathcal{H}$ est parallèle au plan ZOY et a pour valeur :

$$\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$$

Il fait avec l'axe OY un angle φ tel que $\operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{C}$.

Les cosinus directeurs sont donc 0, $\cos \varphi$, $\sin \varphi$.

Dans ces conditions les déformations du cube élémentaire rapportées aux axes OXYZ, sont d'après 9 et 10.

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_1 = J' \\ \eta_2 = J \cos^2 \varphi + J' \sin^2 \varphi \\ \eta_3 = J \sin^2 \varphi + J' \cos^2 \varphi \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} g_1 = 2 \sin \varphi \cos \varphi (J - J') \\ g_2 = 0 \\ g_3 = 0 \end{array} \right.$$

J et J' étant les déformations principales de magnétostriction dues au champ résultant $\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$.

Soit en explicitant $\sin \varphi$ et $\cos \varphi$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_1 = J' \\ \eta_2 = J \frac{C^2}{H^2 + C^2} + J' \frac{H^2}{H^2 + C^2} \\ \eta_3 = J \frac{H^2}{H^2 + C^2} + J' \frac{C^2}{H^2 + C^2} \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} g_1 = 2 \frac{HC}{H^2 + C^2} (J - J') \\ g_2 = 0 \\ g_3 = 0 \end{array} \right.$$

Il y a donc des dilatations linéaires parallèlement aux trois axes, c'est-à-dire suivant l'épaisseur, la circonférence et la génératrice du tube.

La dilatation η_1 dirigée suivant l'épaisseur est indépendante des valeurs relatives des champs H et C et ne dépend que de la valeur du champ résultant $\mathcal{H}$.

Les deux autres au contraire sont fonction de φ .

Il n'y a glissement que dans le plan ZOY, c'est-à-dire dans le plan tangent au tube au point où se trouve l'élément considéré. Ce glissement est compté positivement dans le sens

qui correspond à une diminution de l'angle $\widehat{\text{ZOY}}$.

Tous les éléments de volume analogues à celui que nous venons de considérer se déforment de la même manière puisque le champ C est le même en tous points du tube.

Les déformations du tube sont donc :

1° Une dilatation suivant l'épaisseur :

$$\eta_e = J'$$

2° Une dilatation suivant la circonférence :

$$\eta_c = J \frac{C^2}{H^2 + C^2} + J' \frac{H^2}{H^2 + C^2}$$

3° Une dilatation suivant l'axe :

$$\eta_a = J \frac{H^2}{H^2 + C^2} + J' \frac{C^2}{H^2 + C^2}$$

4° Un glissement parallèle à la circonférence :

$$g = 2(J - J') \frac{HC}{H^2 + C^2}$$

Le glissement g se traduit par une torsion du tube de valeur unitaire :

$$(15) \quad \boxed{\theta = 2 \frac{J - J'}{r} \frac{HC}{H^2 + C^2}}$$

comptée positivement dans le sens qui correspond à une diminution de l'angle $\widehat{\text{ZOY}}$; c'est-à-dire dans le sens de la flèche

che (fig. 12) si on suppose le tube encastré par son extrémité supérieure.

La torsion θ se manifeste en pratique dans l'effet Wiedemann et c'est la seule déformation qui nous intéresse ici.

Couple de torsion. — Les efforts mis en jeu dans la déformation de l'élément de volume considéré ci-dessus sont d'après les formules 13 et 14 :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_1 = F' \\ N_2 = F \cos^2 \varphi + F' \sin^2 \varphi \\ N_3 = F \sin^2 \varphi + F' \cos^2 \varphi \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} T_1 = \sin \varphi \cos \varphi (F - F') \\ T_2 = 0 \\ T_3 = 0 \end{array} \right.$$

en désignant par F et F' les efforts principaux relatifs au champ résultant $\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$.

Il en résulte que les efforts qui se manifestent dans le tube par l'effet de la magnétostriction sont :

1° Un effort de dilatation suivant l'épaisseur :

$$N_\varepsilon = F' ;$$

2° Un effort de dilatation suivant la circonférence :

$$N_c = F \cos^2 \varphi + F' \sin^2 \varphi ;$$

3° Un effort de dilatation suivant l'axe :

$$N_A = F \sin^2 \varphi + F' \cos^2 \varphi ;$$

4° Un effort de cisaillement dans toute section droite du tube et de valeur unitaire :

$$T = \sin \varphi \cos \varphi (F - F').$$

Les efforts N_ε , N_c et N_A produisent les variations de longueur suivant l'épaisseur, la circonférence et l'axe du tube.

L'effort tranchant T donne lieu à la torsion de Wiedemann que l'on peut considérer comme la conséquence d'un

couple de torsion développé par la magnétostriction et de valeur :

$$K = 2\pi r^2 \varepsilon T.$$

Soit en explicitant T et en désignant par s la section du tube :

$$(16) \quad K = 2s(F - F') \frac{HI}{H^2 + \frac{4I^2}{r^2}}$$

En pratique le champ circulaire C est généralement faible devant H , en sorte que l'on peut négliger C^2 devant H^2 et écrire

$$(17) \quad K = 2s(F - F') \frac{I}{H}$$

F et F' ne dépendant plus alors que du champ longitudinal H .

Cette expression représente la valeur du couple mécanique qu'il faudrait exercer à la base du tube pour annuler la torsion de Wiedemann. Dans ces conditions les déformations du tube se réduiraient aux seules dilatations produites par les efforts N_ε , N_c et N_A non équilibrés et qui seraient symétriques par rapport à l'axe.

B. Déformations d'un tube épais. — Le tube mince sur lequel nous venons de raisonner n'est pas réalisable en pratique et dans les tubes réels l'épaisseur ε est du même ordre de grandeur que le rayon moyen r .

L'étude des déformations est alors beaucoup plus complexe car le champ circulaire C ne peut plus être regardé comme constant dans tout le tube et le champ résultant $\mathcal{H}$

en un point du métal varie en grandeur et en direction avec la distance de ce point à l'axe.

Les diverses couches du tube sont soumises à des régimes très différents. Imaginons que le tube réel soit constitué par un nombre très grand de tubes d'épaisseurs très petites et supposons tout d'abord que ces tubes soient indépendants les uns des autres. Sous l'action des champs inducteurs, ils se déforment chacun pour son compte comme nous l'avons vu ci-dessus et en particulier la torsion de chacun d'eux obéit à la formule 15. Les tubes de plus petits rayons, c'est-à-dire les couches internes du tube, sont soumis à des torsions supérieures à celles des tubes de plus grands rayons, c'est-à-dire des couches externes. Si le tube est un peu épais le rapport des torsions extrêmes peut être très grand et atteindre plusieurs unités.

Or en pratique les tubes élémentaires ne sont pas indépendants les uns des autres et se gênent mutuellement dans leurs mouvements. La torsion des couches externes est augmentée, celle des couches internes est diminuée.

Il est donc difficile d'expliciter la torsion apparente du tube, utilisée habituellement pour caractériser l'effet Wiedemann. D'ailleurs, si on voulait tenter le calcul, il faudrait faire intervenir des constantes élastiques et rien ne prouve *à priori* que l'on soit en droit d'utiliser celles que permettent de définir et de mesurer des essais mécaniques ordinaires.

Couple de torsion. — Le calcul devient au contraire abordable même dans le tube épais si, au lieu de considérer les déformations, on considère les efforts qui leur donnent naissance.

Imaginons un tube réel, d'épaisseur non négligeable devant le rayon et encastré à son extrémité supérieure de telle sorte que la section d'encastrement soit indéformable. Ce résultat est obtenu en pratique en soudant la section supérieure du tube à un support rigide en métal non magnétique.

L'effet Wiedemann fait naître dans l'éprouvette des efforts de cisaillement qui entraînent des torsions des diverses couches du tube. Les fibres primitivement rectilignes et parallèles à l'axe s'incurvent et prennent la forme de courbes dont l'inclinaison sur l'axe varie avec la distance à l'axe et à la section encastree. En particulier les pieds des fibres situées dans la section inférieure du tube effectuent des rotations autour de l'axe, fonctions de leurs distances au centre.

Cela étant, imaginons qu'à l'aide de forces extérieures appropriées on ramène les divers points de la section de base à leurs positions initiales. Les fibres déformées par l'effet Wiedemann se déforment en sens inverse ; leurs pieds contenus dans la section de base se trouvent à nouveau sur les verticales issues de leurs têtes respectives qui n'ont pas bougé par hypothèse. Pour examiner ce qui se passe entre les deux extrémités des fibres, supposons-les d'abord indépendantes les unes des autres. Dans ce cas, chaque fibre devient rectiligne puisque l'effort tranchant de magnétostriktion est constant sur toute sa longueur ; comme ses deux extrémités se trouvent à leurs places primitives, il en est de même de tous les points intermédiaires. Le tube tout entier se retrouve alors dans son état initial.

S'il y avait des liaisons élastiques entre les diverses fibres, les forces correspondantes, nulles à l'origine, le seraient encore et rien ne serait changé.

Ce raisonnement montre qu'on peut annuler les déformations de torsion magnétique dans le cas d'un tube épais aussi facilement que dans celui d'un tube mince. La seule condition nécessaire est de ramener tous les éléments de la section libre de base à leurs positions initiales ; on peut obtenir ce résultat en pratique en soudant la section intéressée à un support indéformable et en appliquant à celui-ci un couple qui empêche sa rotation.

Les seules forces qui interviennent alors, au moment où l'équilibre est obtenu, sont les forces de magnétostriktion et

les forces extérieures qui créent deux couples égaux et de sens contraires. Leur calcul se fait aisément en partant des formules 13 et 14. En effet, sur chaque élément de surface ds de la section de base situé à une distance r de l'axe s'exerce une force de cisaillement :

$$dt = 2 \frac{F - F'}{r} \frac{HI}{H^2 + \frac{4I^2}{r^2}} ds$$

qui produit un couple :

$$dK = 2(F - F') \frac{HI}{H^2 + \frac{4I^2}{r^2}} ds.$$

En faisant la somme de tous les couples analogues, on trouve pour le couple total l'expression :

$$K = 2 \int_s (F - F') \frac{HI}{H^2 + \frac{4I^2}{r^2}} ds.$$

Dans le cas général, où F et F' sont fonctions du champ résultant $\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$, variable avec la distance à l'axe, le calcul est impossible, car on ne connaît pas l'expression analytique du terme $(F - F')$ en fonction de $\mathcal{H}$; l'intégration ne peut se faire.

Mais si, comme cela se présente le plus souvent en pratique, on peut négliger C^2 devant $\mathcal{H}^2$, le calcul se simplifie car F et F' n'étant plus fonctions que du champ longitudinal H sont indépendants de la distance à l'axe. On a alors :

$$K = 2(F - F') \frac{I}{H} \int_s ds,$$

soit :

(18)

$$K = 2S(F - F') \frac{I}{H}$$

où S représente la section du tube réel.

On arrive ainsi à une formule simple qui relie le couple de torsion aux efforts principaux F et F' relatifs à la valeur du champ longitudinal H et dans laquelle n'intervient aucun coefficient élastique. Seule, parmi les caractéristiques géométriques de l'éprouvette, la section S intervient et le couple lui est proportionnel.

Dans tout ce qui précède, nous n'avons pas tenu compte des efforts de dilatation N_e , N_A et N_c non équilibrés. Ceux-ci étant tous parallèles ou perpendiculaires à l'axe ne produisent que des variations d'épaisseur, de longueur et de rayon du tube, déformations qui se superposent à la torsion dans le cas général et qui subsistent seules lorsque les efforts de cisaillement sont équilibrés par un couple extérieur; les fibres primitivement parallèles à l'axe y sont encore après déformation en sorte qu'il n'en résulte aucune torsion. L'équilibre envisagé ci-dessus n'est pas modifié et la formule 18 reste valable; elle exprime le moment résultant des forces de cisaillement créées par la magnétostriction dans toute section droite du tube lorsqu'on empêche celui-ci de se déformer.

C. Discussion. — *Enoncé des lois de l'effet Wiedemann.*

— L'étude des déformations d'un tube mince nous a conduits à l'établissement de la formule 15 :

$$\theta = 2 \frac{J - J'}{r} \frac{HC}{H^2 + C^2} \quad \text{avec} \quad C = \frac{2I}{r},$$

qui fournit la valeur de l'angle de torsion en fonction des données du problème (r , H et C) et des coefficients J et J' caractéristiques de l'effet Joule sous l'action du champ résultant $\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$.

Cette formule permet de déterminer les lois de variation de l'angle de torsion en fonction des champs inducteurs, c'est-à-dire précisément les lois de l'effet Wiedemann sous sa forme habituelle.

Sans pousser la discussion, on voit immédiatement que la torsion s'annule dès que l'un ou l'autre des deux champs s'annule, auquel cas il ne subsiste plus que les dilata-tions η_ε , η_c et η_A dues aux effets Joule simples. Entre ces deux extrêmes, il existe une valeur du champ pour laquelle la torsion passe par un maximum et dont nous recher-rons l'expression plus loin.

La torsion peut s'annuler, même si les champs inducteurs et les effets Joule ne sont pas nuls ; il suffit pour cela que les coefficients J et J' des deux effets Joule soient égaux et de mêmes signes, ce qui peut se produire dans le cas du fer (voir courbes des figures 6 et 8) et donne naissance au point d'in-version.

Le sens de la torsion change avec le signe du facteur $(J - J')$, ce qui explique que la rotation de l'extrémité du tube soit inverse pour le fer et le nickel.

Dans le cas du fer et pour les champs faibles, on a :

$$J > 0, J' < 0, \quad \text{donc} \quad \theta = 2 \frac{|J + J'|}{r} \frac{HC}{H^2 + C^2} > 0.$$

Pour les sens adoptés ci-dessus pour le champ et le cour-rant, la torsion d'un tube de fer doit donc se faire dans le sens positif, c'est-à-dire dans celui de la flèche (fig. 12) si le tube est encastré par le haut.

Dans le cas du nickel, on a $J < 0$ et $J' > 0$, d'où :

$$\theta = - 2 \frac{|J + J'|}{r} \frac{HC}{H^2 + C^2} < 0.$$

La torsion s'effectue dans le sens inverse de la flèche. Ces résultats sont en bon accord avec l'expérience.

La discussion complète de la formule 15 serait complexe. Elle devient au contraire très simple dès que l'un des champs devient faible devant l'autre.

Nous étudierons d'abord ce cas en supposant, pour fixer les idées, $C \ll H$, ce qui a lieu le plus souvent en prati-

que. Dans ce cas, on peut négliger C^2 devant H^2 et écrire :

$$(19) \quad \theta = 2 \frac{J - J'}{r} \frac{C}{H},$$

soit en explicitant le champ circulaire C :

$$(20) \quad \theta = 4 \frac{1}{r^2} \frac{J - J'}{H}.$$

De plus, les coefficients J et J' qui sont des fonctions du champ résultant $\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + C^2}$ peuvent être regardés comme simplement fonction de H .

Il en résulte tout d'abord que la torsion est une fonction linéaire du champ le plus faible C , donc du courant I , dans les limites où on peut négliger C^2 devant H^2 .

C'est le cas envisagé par M. Williams dont la formule, analogue à la formule 19, n'est qu'une forme particulière de la formule complète.

La variation de l'angle de torsion, à courant constant, en fonction du champ le plus fort H est plus complexe ; elle est liée à celle de la fonction :

$$y = \frac{J - J'}{H}.$$

Les fonctions J et J' ne sont pas connues analytiquement, mais données par des courbes expérimentales. Supposons qu'elles se présentent sous la forme de la figure 13 (traits pleins) conforme aux courbes de Williams (fig. 6 et 8).

La fonction $J - J'$ est représentée par la courbe en pointillés dont les ordonnées sont la différence algébrique des ordonnées des courbes J et J' ; la fonction $y = \frac{J - J'}{H}$ n'est autre que la tangente de l'angle β , c'est-à-dire le coefficient angulaire de la corde OM qui relie l'origine O au point M de la courbe en pointillés d'abscisse H .

On peut donc écrire :

$$(21) \quad \theta = 4 \frac{1}{r^2} \operatorname{tg} \beta.$$

La discussion de la variation de θ à courant constant et à champ-variable revient à celle de la fonction $\operatorname{tg} \beta$.

Pour les faibles valeurs de H , la torsion obéit à la formule 15. Tant que H^2 reste faible devant C^2 , la courbe est à peu près droite. Dès que C^2 devient plus faible que H^2 , la torsion est régie par la formule 21. Elle continue à croître, passe pour un maximum par la valeur h de H pour laquelle la corde devient tangente en A à la courbe en pointillés

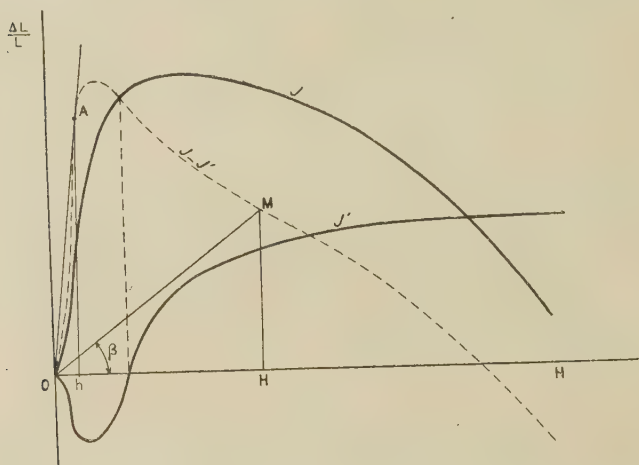


Fig. 13.

(fig. 13); puis elle diminue, d'abord rapidement, ensuite plus lentement. Elle s'annule lorsque H a atteint la valeur pour laquelle $J = J'$, c'est-à-dire pour laquelle la courbe en pointillés croise l'axe des abscisses; pour des champs plus élevés, elle change de signe.

Le maximum de torsion a lieu pour la valeur de H qui correspond au maximum de $\operatorname{tg} \beta$, valeur qui ne dépend pas de C , donc de I .

Nous avons supposé jusqu'ici que le champ circulaire C était petit devant H ; mais le raisonnement précédent s'applique sans modification au cas où H est plus petit que C ,

les rôles des deux champs étant simplement intervertis. Dans ce cas θ serait donné par la formule :

$$(22) \quad \theta = 2 \frac{H}{r} \frac{J - J'}{C} = 2 \frac{H}{r} \operatorname{tg} \beta$$

dans laquelle $\operatorname{tg} \beta$ devient une fonction du champ circulaire C , donc du courant I .

Il s'ensuit que la torsion est proportionnelle à H et varie avec le courant comme la fonction :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{J - J'}{C} = \frac{r}{2} \frac{J - J'}{I},$$

loi analogue à celle qui régissait tout à l'heure la variation en fonction de H . La torsion n'est plus proportionnelle au courant, mais passe par un maximum pour une certaine valeur du courant qui rend maximum $\operatorname{tg} \beta$ et telle que le champ circulaire C ait la même valeur que le champ h qui dans le premier exemple rendait la torsion maxima. En faisant croître le courant au delà de cette valeur, la torsion diminuerait, puis s'inverserait, mais en pratique on serait conduit à utiliser des courants trop intenses et on ne peut dépasser le maximum qui prend l'apparence d'une limite. Enfin si les champs H et C sont du même ordre de grandeur, on doit utiliser la formule complète (15), difficile à discuter ; mais la région de la courbe pour laquelle les 2 champs sont voisins est pratiquement assez courte pour qu'on puisse la tracer par extrapolation entre les portions des courbes régies par les formules 21 et 22.

Pour permettre la comparaison avec l'expérience, groupons ces résultats comme nous l'avons fait plus haut pour les résultats expérimentaux. Les lois de l'effet Wiedemann déduites de la synthèse peuvent alors s'énoncer, en supposant qu'il n'y a pas d'hystérésis :

1.^o Sous l'action d'un champ et d'un courant parallèles à son axe, comptés positivement comme l'indique la figure 12,

un tube en métal magnétique est soumis à une torsion dont le sens dépend, toutes choses égales par ailleurs, des signes des coefficients J et J' .

Dans le cas du fer et pour les sens positifs adoptés, la torsion est positive. Dans les cas du nickel elle est négative ;

2° La torsion s'annule et s'inverse dès que l'un des facteurs, champ ou courant, s'annule et change de signe ;

3° A champ constant, la torsion est proportionnelle au courant I tant que celui-ci est assez faible pour que C soit petit devant H . Si C devient égal ou supérieur à H , la loi de proportionnalité disparaît et la torsion passe par un maximum. Elle pourrait décroître et s'inverser dans le cas du fer avec des courants assez forts.

Le courant qui correspond au maximum est tel que le champ circulaire C ait la même valeur que le champ longitudinal h qui donne le maximum de torsion dans la courbe à courant constant et à champ variable ;

4° A courant constant et à champ variable, la torsion commence par croître à peu près proportionnellement à H , tant qu'il reste faible ; elle passe ensuite par un maximum et décroît, d'abord rapidement puis plus lentement. La torsion s'annule lorsque les coefficients J et J' deviennent égaux et de même signe, puis elle s'inverse :

5° Le maximum de torsion se produit pour une certaine valeur du champ qui rend maximum la fonction $\operatorname{tg} \beta$. Cette valeur ne dépend que des formes des courbes J et J' des effets Joule et est indépendante de la valeur du courant I . En outre cette valeur n'a aucun rapport avec celles qui rendent maximum l'un ou l'autre des effets Joule ;

6° Le point d'inversion, correspondant au champ pour lequel $J = J'$, ne dépend également que des formes des courbes des effets Joule et est indépendant du courant. Il correspond au point de rencontre des courbes J et J' et n'a aucun lien avec les points d'inversion des effets Joule.

Ces lois ne s'appliquent en toute rigueur qu'au cas d'un tube

mince pour lequel a été établie la formule 15, mais elles restent valables en pratique tant qu'on n'a en vue qu'une vérification qualitative. Si on veut tenter des rapprochements numériques, il faut faire une hypothèse sur la déformation du tube, par exemple admettre que la déformation apparente de l'éprouvette est celle qu'aurait un tube mince dont le rayon serait le rayon moyen du tube réel.

Comparaison avec l'expérience. — Si on compare les lois synthétiques de l'effet Wiedemann avec les lois qualitatives déduites de l'expérience et résumées au début, on voit qu'il y a un très bon accord.

En outre la discussion que nous venons de faire permet d'éclairer d'un jour nouveau certains résultats expérimentaux en apparence contradictoires. C'est le cas en particulier pour la forme de la courbe de torsion à champ constant en fonction du courant.

M. Jouaust indiquait en effet que cette courbe, d'abord rectiligne, s'incurvait et semblait tendre vers une limite (fig. 1), alors que les essais d'autres expérimentateurs, en particulier ceux de M. Williams, paraissaient faire croire à une proportionnalité continue (fig. 3).

La divergence provient uniquement des différences entre les valeurs relatives des champs inducteurs utilisés dans les deux séries d'essais.

M. Jouaust opérait sur un fil fin (0,32 mm. de diamètre) traversé par un courant de quelques ampères et soumis à un champ longitudinal faible (9,1 gauss). Le maximum de torsion se produisait (fig. 1) pour un courant de 2,5 ampères. Dans ces conditions, le champ circulaire à la périphérie du fil est $C = \frac{2 \times 2,5}{10 \times 0,016} = 31$ gauss. Comme le courant circule dans tout le conducteur, le champ à l'intérieur du fil varie linéairement depuis zéro jusqu'à 31 gauss du centre à la périphérie ; en particulier le champ sur le tube de rayon moyen est environ 15,5 gauss. Si on admet que la déforma-

tion apparente du tube est celle de la couche moyenne, le champ C à considérer au moment du maximum de torsion est donc 15,5 gauss. Cette valeur est supérieure à celle du champ longitudinal (9,1 gauss); en outre elle est bien égale à la valeur du champ qui donne le maximum de torsion dans la courbe à courant constant et champ variable (fig. 2).

Au contraire M. Williams opérait avec des tubes relativement gros, 0,6 mm. de rayon moyen, traversé par des courants ayant au maximum 2 ampères et soumis à des champs longitudinaux pouvant atteindre plusieurs centaines de gauss.

Au moment du maximum des courbes de la figure 3 où la loi de proportionnalité est vérifiée avec le plus de précision, le champ longitudinal est de l'ordre de 30 gauss.

Le champ circulaire C moyen dans le tube était alors :

$$C = \frac{2 \times 2}{10 \times 0,06} = 6,7 \text{ gauss,}$$

valeur bien inférieure à celle du champ longitudinal.

Le phénomène est régi par la formule 22 dans les essais de M. Jouaust et par la formule 21 dans ceux de M. Williams.

Le point d'inversion dans le cas du fer au voisinage d'un champ de 200 gauss et resté mystérieux trouve son explication très simplement. Il est une conséquence de l'effet Joule transversal dont M. Williams n'avait pas tenu compte et qui réduit en partie l'action de l'effet longitudinal si les deux effets sont de mêmes signes. Si de plus ils sont égaux, la compensation est complète et la torsion s'annule.

Le point d'inversion correspond à la valeur du champ longitudinal pour laquelle les deux courbes des effets Joule se coupent. Si on se reporte aux courbes de M. Williams, on voit que ce croisement a bien lieu dans le cas du fer, alors qu'il paraît improbable dans celui du nickel (fig. 7) pour lequel l'expérience ne montre pas de point d'inversion de l'effet Wiedemann.

Le maximum de torsion à courant constant et champ variable ne devant pas dépendre de la valeur du courant, toutes les pointes des courbes doivent se trouver sur une même verticale ; c'est bien ce qu'indiquent les essais de M. Williams (fig. 3).

Pour faire la discussion complète, il faudrait connaître simultanément, pour un même échantillon les deux courbes de l'effet Joule et celle de l'effet Wiedemann. Les expériences de M. Williams ne permettent pas cette discussion, mais on peut essayer une synthèse en partant des courbes de la

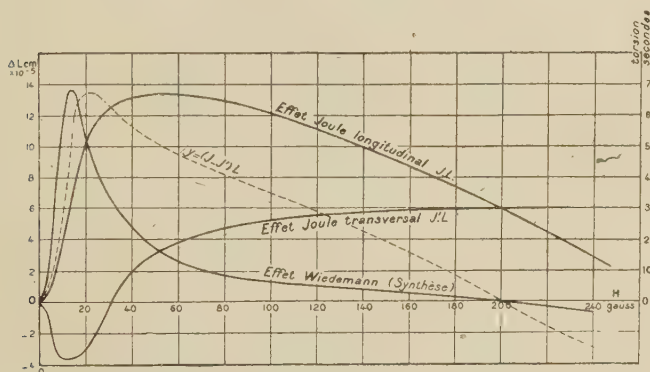


Fig. 14.

figure 6 relatives à une éprouvette de fer de longueur $L = 30,7$ cm. La courbe de l'effet Joule transversal est tracée jusqu'à 180 gauss ; celle de l'effet longitudinal est arrêtée à 50 gauss. Nous admettrons pour pouvoir faire une discussion qu'elles ont la forme indiquée (fig. 14), ce qui semble vraisemblable étant données l'allure générale du phénomène dans le fer et la courbe fournie par M. Williams (fig. 8) dans le cas de l'acier.

Traçons la courbe en traits mixtes dont les ordonnées sont la différence algébrique des ordonnées des deux premières ; cette courbe représente la fonction :

$$y = (J - J') L.$$

Imaginons maintenant que l'on construise avec le même fer un tube de même longueur ($L = 30,7$ cm.) et d'un rayon moyen $r = 0,1$ cm., supposé grand devant l'épaisseur ϵ .

La torsion de l'extrémité libre du tube sous l'effet Wiedemann a pour expression :

$$\alpha = \theta L = \frac{4}{10} (J - J') L \frac{1}{r^2} \frac{H}{H^2 + \frac{4I^2}{100r^2}},$$

soit :

$$\alpha = \frac{4}{10} y \frac{1}{r^2} \frac{H}{H^2 + \frac{4I^2}{100r^2}}$$

Si nous faisons $I = 1$ ampère, et $r = 0,1$ cm., il vient :

$$\alpha = 40 \frac{H}{H^2 + 4} y \text{ radians}$$

où y est une fonction du champ résultant :

$$\mathcal{H} = \sqrt{H^2 + \frac{4I^2}{100r^2}} = \sqrt{H^2 + 4}$$

Cette formule permet de tracer par points la courbe synthétique de l'effet Wiedemann représentée figure 14, dans le cas du fer.

Cette courbe se présente sous le même aspect que les courbes fournies directement par l'expérience.

La formule 15 fournit donc une très bonne représentation qualitative du phénomène de Wiedemann et il semble bien établi que ce dernier n'est qu'un cas particulier de la magnétostriktion de Joule.

En revanche les vérifications numériques qu'on peut tenter sur les courbes de M. Williams sont moins satisfaisantes, mais cela n'a rien d'étonnant puisque la formule 15 est établie pour un tube mince alors que les essais ont porté sur des tubes épais ; de plus les points de départ sont trop incertains.

Nous examinerons plus loin les conditions optimum à réaliser pour que cette confrontation puisse être tentée avec chance de succès.

Quelques particularités signalées dans l'énoncé des lois expérimentales restent inexpliquées ; nous allons les passer en revue et les discuter.

1° La synthèse indique que le point d'inversion observé sur le fer est indépendant du courant, alors que l'expérience montre que le champ correspondant croît avec lui. Mais l'expérience montre aussi que ce champ varie dans le même sens en fonction de la température de l'éprouvette et il se pourrait que l'action apparente de la valeur du courant sur le champ d'inversion ne soit qu'une conséquence de l'échauffement du fil.

2° La théorie ne rend pas compte de l'hystérésis puisque par hypothèse nous l'avons supposée nulle dès le début ; mais il est évident que s'il y a de l'hystérésis dans l'effet Joule (ce que l'expérience vérifie) il y en a aussi dans l'effet Wiedemann qui suit les variations du terme $(J - J')$.

3° Enfin l'expérience a montré que la valeur de la torsion obtenue avec un champ et un courant donnés n'était pas la même suivant qu'on établissait en premier lieu le champ longitudinal ou le courant.

Rien dans la théorie proposée ne permet de prévoir ce dernier résultat, mais on peut très simplement l'interpréter comme une conséquence de l'hystérésis dont il n'a pas été tenu compte jusqu'ici.

Considérons en effet (fig. 15) un tube soumis aux actions

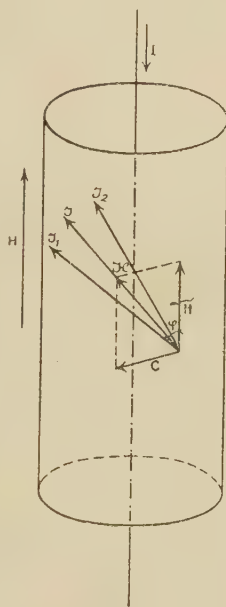


Fig. 15.

d'un champ uniforme parallèle à son axe et d'un champ circulaire C produit par un courant I traversant un conducteur axial. Ces deux champs admettent une résultante $\mathcal{H}$.

S'il n'y a pas d'hystérésis, le vecteur intensité d'aimantation est δ dirigé parallèlement à $\mathcal{H}$; ce vecteur fait avec la génératrice du tube passant par le point considéré un angle φ tel que : $\operatorname{tg} \varphi = \frac{C}{H}$ et on peut écrire d'après la formule 15.

$$(23) \quad \theta = 2 \frac{J - J'}{r} \frac{\operatorname{tg} \varphi}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

Supposons maintenant qu'il y ait de l'hystérésis et que l'on établisse successivement les champs inducteurs. Si on établit d'abord C , puis H , le vecteur intensité d'aimantation aura une direction δ_1 , différente de δ et telle que $\varphi_1 > \varphi$.

Si au contraire on établit d'abord H , puis C , le vecteur aimantation aura une direction δ_2 telle que $\varphi_2 < \varphi < \varphi_1$. Il en résulte, en admettant pour une première approximation que la formule 23 reste valable, que l'angle de torsion θ n'est pas le même suivant qu'on établit en premier lieu le champ ou le courant.

Les valeurs relatives de ces deux torsions dépendent de la valeur de l'angle φ . En effet, imaginons une variation $d\varphi$ de φ , on aura d'après 23 une variation de l'angle de torsion de :

$$d\theta = 2 \frac{J - J'}{r} \left[\frac{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^2} \right] \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi}.$$

La variation de l'angle de torsion est de même signe que celle de φ si $\operatorname{tg} \varphi < 1$, c'est-à-dire si $C < H$.

Elle est de signe contraire si $\operatorname{tg} \varphi > 1$, soit $C > H$.

Il en résulte immédiatement que :

a) Si $C < H$, la torsion du tube est plus grande lorsqu'on ferme d'abord le circuit du courant puis ensuite celui du champ ($\varphi_1 > \varphi_2$).

b) Si au contraire, $C > H$, c'est l'inverse qui a lieu.

Dans les essais mentionnés par M. Jouaust, le fil de fer de

0,32 mm. de diamètre était soumis à un champ longitudinal de 9 gauss environ et à un courant de 1 ampère, ce qui correspond à un champ de 13 gauss à la périphérie du fil.

Puisque le courant circule dans tout le fil, le champ à l'intérieur du conducteur varie linéairement entre 0 et 13 gauss du centre à la périphérie. Si on admet d'autre part que la déformation apparente du fil est la même que celle de la couche de rayon moyen, le champ circulaire utile est celui que l'on trouve dans le conducteur à une distance $\frac{r}{2}$ du centre, soit 7,5 gauss. Cette valeur est plus petite que le champ longitudinal et il en résulte que la torsion du tube doit être plus grande lorsqu'on ferme en premier le circuit du courant et ensuite celui du champ.

Ces résultats concordent avec ceux qu'ont fourni les essais de M. Jouaust (5).

La discussion qui précède et les exemples qui y sont annexés semblent montrer que la théorie proposée fournit une interprétation qualitative très satisfaisante de l'effet Wiedemann et permet d'interpréter simplement toutes les anomalies apparentes qui faisaient dire à M. Williams que la relation simple soupçonnée par Maxwell entre l'effet Wiedemann et l'effet Joule était masquée par des phénomènes inconnus et complexes.

Il semble bien au contraire que la torsion magnétique soit effectivement une manifestation particulière de la magnétostriktion et que rien ne vienne s'y superposer.

Une étude complète devrait tenir compte de l'hystérésis et je me propose d'examiner ultérieurement ce cas qui pose un problème plus complexe. Dans un premier essai cette complication est inutile car on peut en pratique éliminer l'hystérésis en traçant des cycles complets et en étudiant la courbe que constitue le lieu des sommets des cycles.

Avec cette réserve, la théorie ci-dessus peut servir de base solide pour discuter les méthodes d'étude utilisées précédemment et permettre de mettre au point un dispositif propre à

faciliter des rapprochements ou des comparaisons entre les deux phénomènes considérés.

D. Nouvelle méthode d'étude. — La méthode d'étude, universellement adoptée jusqu'à ce jour par les auteurs qui ont étudié la torsion magnétique, consiste à mesurer l'angle de torsion apparente de l'éprouvette à l'aide d'un petit miroir collé sur elle ou sur une pièce quelconque faisant corps avec son extrémité inférieure libre.

Or nous avons vu ci-dessus que si le tube n'est pas infiniment mince les différentes couches du métal étaient soumises à des torsions différentes. Comme c'est précisément le cas en pratique puisque tous les essais ont porté sur des fils pleins ($\varepsilon = 2r$) ou des tubes dans lesquels l'épaisseur était de l'ordre de grandeur du rayon moyen, l'interprétation de la torsion mesurée par le déplacement du spot du miroir devient des plus délicates.

La plupart des auteurs semblent admettre que cette torsion apparente serait celle de la couche interne de rayon moyen et c'est cette hypothèse que j'ai utilisée plus haut ; mais rien ne permet de l'affirmer à *a priori* et le calcul complet est impossible. Il s'en suit que le choix de l'angle de torsion pour caractériser l'effet Wiedemann est tout à fait injustifié et peut expliquer les difficultés que l'on n'a pu surmonter chaque fois qu'on a voulu tenter des vérifications numériques.

Il fallait donc chercher une méthode d'étude plus rationnelle. Le principe m'en a été fourni par le résultat de la discussion ci-dessus qui montre que la considération des efforts, en l'espèce le couple de torsion, permet d'étendre le calcul au cas des tubes épais, et conduit tout naturellement à adopter ce couple comme paramètre caractéristique de l'effet Wiedemann.

Le dispositif expérimental adopté est le suivant :

L'éprouvette est constituée par un tube creux disposé verticalement au centre d'une bobine magnétisante et traversé

suivant son axe par un fil isolé dans lequel circule le courant.

Nous avons vu dans la discussion relative à un tube épais que la condition nécessaire et suffisante pour annuler les déformations de torsion du tube était de maintenir dans leurs positions primitives tous les éléments des faces terminales de l'éprouvette. Dans ce but le tube est soigneusement soudé à ses deux extrémités dans des montures indéformables ; l'armature supérieure est solidement fixée à un support rigide et l'armature inférieure porte un miroir de galvanomètre qui permet de contrôler ses rotations. Sur cet équipement on applique un couple mécanique tel que le spot fourni par le miroir sur une échelle graduée revienne à la position qu'il occupait en l'absence des champs inducteurs.

Dans ces conditions la torsion du tube est annulée et le couple mécanique appliqué à la base est égal et de signe contraire au couple de magnétostriction ; un étalonnage préalable du premier fournit immédiatement la valeur du second.

Les déformations de l'éprouvette ne sont pas complètement annulées puisqu'il subsiste encore des variations de longueur suivant l'axe, le rayon et l'épaisseur ; mais nous avons vu que ces variations ne modifiaient pas la condition d'équilibre des couples, en sorte que la valeur mesurée est précisément celle que l'on obtiendrait si toutes les déformations du métal étaient supprimées.

La méthode proposée satisfait donc aux conditions désirées ; malheureusement elle serait très peu sensible si on l'utilisait dans les conditions d'expériences réalisées jusqu'à ce jour car les torsions sont toujours très faibles et il serait difficile de définir avec précision le retour au zéro. De plus on serait à la merci d'une déformation résiduelle des supports ou du tube lui-même et on serait ainsi exposé à faire des erreurs assez fortes.

On peut tourner ces difficultés en remplaçant l'un des

champs inducteurs continus, champ ou courant, par un champ analogue mais sinusoïdal. Le couple dû à l'effet Wiedemann devient lui-même alternatif et fait entrer le tube en vibration. En donnant à celui-ci une période propre d'oscillation telle qu'il entre en résonance, on augmente considérablement la sensibilité du dispositif. L'expérience a montré que le rapport de l'amplitude de l'élongation du spot sous l'action d'un courant alternatif à la déviation produite par un courant continu de même valeur efficace peut atteindre 1.000 à 1.500. Le zéro est obtenu en appliquant à la base du tube un couple antagoniste alternatif, synchrone du couple magnétique, de même amplitude que lui et en opposition de phase.

Dans ces conditions le spot devient un simple organe de contrôle qui permet d'apprécier avec une grande précision l'équilibre des deux couples, car la moindre vibration du tube suffit pour étaler le trait lumineux. On met aussi hors de cause les déformations résiduelles possibles du tube ou des supports qui ne peuvent donner que des effets continus.

Lequel des deux facteurs, champ ou courant, convient-il de rendre périodique ? Les essais en courants continus et la théorie ont montré que dans les cas usuels ($C < H$) l'effet Wiedemann est une fonction linéaire du courant et dépend du champ par une loi beaucoup plus compliquée. On a donc intérêt à utiliser un champ continu et un courant alternatif. Le couple est alors de même forme que le courant d'excitation, c'est-à-dire sinusoïdal, et on peut l'équilibrer par un couple antagoniste sinusoïdal, de même fréquence et de phase convenable. Si on utilisait un courant continu et un champ alternatif, on ferait apparaître des couples de fréquences harmoniques du terme fondamental et on ne pourrait mesurer commodément que ce dernier. L'analyse complète serait délicate. D'ailleurs dans ce cas, il y aurait apparition de courants induits dans le tube lui-même qui jouerait le

rôle d'une spire en court-circuit et on risquerait d'avoir des perturbations dues à ces courants.

Le couple antagoniste peut s'obtenir aisément en pratique en fixant à la base du tube un petit aimant d'axe horizontal sur lequel on fait agir une bobine parcourue par un courant sinusoïdal, synchrone du courant créateur de l'effet Wiedemann et de grandeur et phase convenables. Le synchronisme peut être obtenu automatiquement en utilisant comme sources de courant deux alternateurs montés sur le même arbre ; le réglage de la phase peut s'obtenir en modifiant les calages relatifs des deux stators.

Pour pouvoir utiliser la formule 18 il faudra régler les caractéristiques des appareils de telle sorte que le champ circulaire C reste petit devant le champ longitudinal H dans la presque totalité du cycle, à l'exception inévitable de la région voisine de $H = 0$. En utilisant des tubes creux de de 1 mm. environ de rayon moyen cette condition est automatiquement réalisée.

Remarquons enfin que le champ circulaire C étant alternatif décrit à chaque instant un très grand nombre de cycles fermés et, si son action présente de l'hystérésis, celle-ci se manifeste par un décalage de phase entre le couple de magnétostriktion et le courant qui lui donne naissance. La mesure du déphasage entre le couple et le courant fournit donc un moyen d'analyser les effets d'hystérésis ayant leur origine dans les variations du champ circulaire.

L'étude analogue sur le champ longitudinal peut s'effectuer en relevant des cycles complets à courant alternatif de valeur efficace constante et à champ variable. D'ailleurs si on travaille avec un champ circulaire C relativement faible devant H , il est probable que les cycles de torsion doivent présenter de grandes analogies avec ceux de l'aimantation longitudinale du tube puisque, du fait de la forme alternative du champ circulaire C , les molécules magnétiques oscil-

lent en permanence de part et d'autre de la position que leur assigne la valeur du champ longitudinal H .

L'hystérésis tournante provenant dans les essais statiques du changement d'orientation du champ résultant $\mathcal{H}$ doit disparaître. Une conséquence remarquable de ce fait doit être la suppression de l'irrégularité signalée par M. Jouaust et d'après laquelle la torsion est différente suivant l'ordre d'établissement des champs inducteurs. Cette conclusion découle immédiatement de l'interprétation que j'ai donnée plus haut du phénomène et montre qu'il y a lieu en pratique de décrire toujours des cycles fermés.

Enfin, pour régulariser les effets d'hystérésis et obtenir des résultats stables, il convient de mettre le métal dans un état magnétique bien défini ; pour cela, avant chaque expérience, il est avantageux de désaimanter le tube à l'aide d'un champ longitudinal alternatif d'amplitude décroissante, puis de le réaimanter en lui faisant décrire un certain nombre de cycles fermés et bien définis.

Tel est le principe général de la méthode que j'ai utilisée dans mes essais ; elle offre sur la précédente des avantages appréciables.

1° Le remplacement de la torsion par le couple permet de caractériser l'effet Wiedemann par un paramètre beaucoup mieux défini et facilement accessible au calcul.

2° L'emploi d'une méthode de mesure qui annule les déformations de l'éprouvette permet de simplifier l'interprétation du phénomène et de la ramener aux calculs des forces qui s'exercent entre des éléments fixes.

3° La méthode proposée est susceptible d'une très grande sensibilité et de beaucoup de précision grâce à l'emploi de la résonance et de l'équilibre entre deux couples périodiques. Les perturbations continues ou de fréquence différente de celle du courant utilisé se trouvent ainsi automatiquement éliminées et le spot n'est plus qu'un simple organe de contrôle.

E. **Choix des expériences.** — Les vérifications les plus intéressantes que l'on puisse faire des conclusions précédentes consisteraient à reprendre les tentatives de M. Williams, c'est-à-dire mesurer séparément les efforts principaux F et F' de l'effet Joule et de l'effet Wiedemann sur la même éprouvette et comparer la courbe expérimentale du couple à la courbe synthétique déduite de la formule 18.

Malheureusement les mesures des efforts de magnétostriiction sur une éprouvette filiforme, qu'on est conduit à utiliser pour l'étude de l'effet Wiedemann, sont assez difficiles.

La mesure de F pourrait se faire par une méthode analogue à celle que j'ai employée pour le couple en utilisant les vibrations longitudinales du tube.

En revanche celle de F' est à peu près impossible et en tout cas serait limitée à la zone des champs très faibles, insuffisante pour une étude sérieuse.

J'ai donc cherché d'autres termes de comparaison et ai fixé mon choix sur l'aimantation longitudinale qui peut amener à des comparaisons intéressantes ⁽¹⁷⁾.

Nous avons déjà été conduits plus haut, à propos de l'hystérésis, à penser que, dans les conditions normales d'expérience prévues, il devait y avoir une grande similitude entre les cycles de l'intensité d'aimantation longitudinale et ceux du couple à courant constant et champ variable.

En outre si on se reporte à la formule 18 on voit que le couple est fonction des efforts principaux F et F' des effets Joule ; ceux-ci ne dépendent que du champ longitudinal H et semblent devoir s'exprimer en fonction de l'intensité d'aimantation longitudinale par une formule simple dans laquelle ne figureraient que les puissances paires de β . Le facteur $(F - F')$ serait alors donné par une relation de la forme :

$$(24) \quad (F - F') = a\beta^2 + b\beta^4 + c\beta^6 + \dots + n\beta^{2m}$$

(17) KARL SCHEEL, *Zeits. für Physik*, 28 juillet 1926.

Dans ces conditions il doit y avoir une grande ressemblance entre les courbes de l'effet Wiedemann et celles de l'intensité d'aimantation relevées en fonction du champ longitudinal. De plus on peut déduire de ces courbes celle de la différence $F - F'$ et la comparer à la formule 24.

Les expériences qui font l'objet du dernier chapitre ont pour but de vérifier cette hypothèse et de tenter cette comparaison.

Les manifestations de l'effet Wiedemann ont été mesurées par le dispositif dont nous avons vu la description ci-dessus et l'étude de l'aimantation a été faite à l'aide d'un magnétomètre compensé éliminant l'action directe sur la boussole du bobinage inducteur. Pour éliminer les causes d'erreur dues au champ terrestre, celui-ci a été annulé par un champ auxiliaire.

Les phénomènes de magnétostriction semblant plus simples sur le nickel, les essais ont porté tout d'abord sur un tube de nickel.

CHAPITRE II

Dispositif expérimental et réglages.

A. — ÉTUDE DE L'EFFET WIEDEMANN

1. **Principe.** — Conformément aux conclusions de la discussion précédente j'ai opéré sur un tube, maintenu verticalement et supportant à la base un petit aimant horizontal destiné à créer le couple antagoniste.

Le tube a été aimanté longitudinalement par un long-solénoïde parcouru par du courant continu et circulairement par un courant alternatif passant dans un fil isolé disposé suivant l'axe commun au tube et au solénoïde. Cet ensemble est placé dans le champ terrestre qui peut exercer sur lui deux sortes d'actions perturbatrices.

1^o Sur le tube lui-même, la composante verticale venant s'ajouter au champ d'aimantation et produisant de ce fait une dissymétrie.

Cette perturbation est supprimée en annulant la composante verticale du champ terrestre à l'aide d'un champ égal et de sens contraire.

2^o Sur l'aimant du couple antagoniste, la composante horizontale produisant sur lui un couple continu qui provoque une torsion permanente du tube.

Ce couple parasite ne fausse pas la mesure puisqu'il est continu alors que les couples utiles sont alternatifs ; la condition d'équilibre n'est pas influencée par lui. Il y aurait tout au plus une cause de trouble provenant de la torsion permanente infligée au tube ; mais ce couple s'est trouvé

être pratiquement petit devant ceux qui se manifestent dans le tube et la perturbation, si elle existe, doit être très faible : je n'en ai pas tenu compte.

La seule précaution utile consistedonc à annuler la composante verticale du champ terrestre par une bobine spéciale.

2. Réalisation. — Equipement du tube. — Le tube étudié est disposé verticalement comme dans tous les essais déjà signalés. Pour permettre sa fixation il est encastré sur une longueur de 1 cm. et soudé soigneusement à ses deux extrémités dans deux gros cylindres de cuivre de 10 cm. environ de longueur et 1 cm. de diamètre extérieur (fig. 16), percés suivant l'axe d'un trou de 0,2 cm. destiné à laisser passer le conducteur du courant d'excitation. La longueur libre du tube comptée entre les cylindres de cuivre est 23 cm.

Le cylindre supérieur S est solidement fixé par des vis de serrage dans un équipement massif E, lui-même solidaire du socle de fixation verticale S_0 . L'équipage E est monté de telle sorte qu'il puisse tourner autour de deux axes horizon-

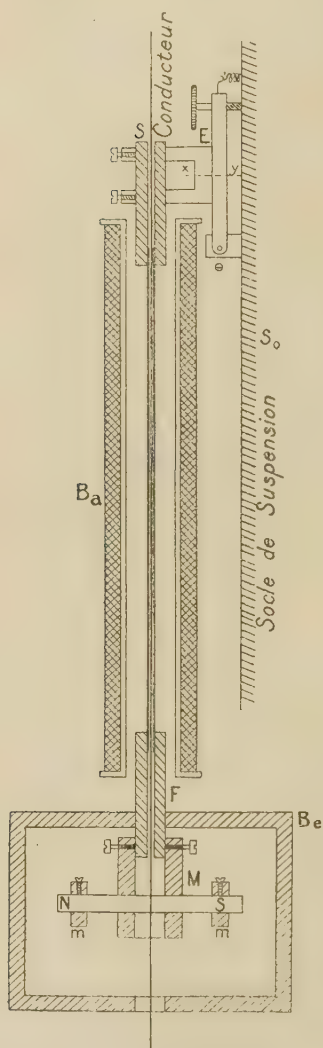


Fig. 16.

taux xy et θ perpendiculaires l'un à l'autre afin de permettre d'orienter le tube suivant la verticale dans l'axe de la bobine magnétisante. Le socle S_0 est maintenu par une suspension élastique qui met le système à l'abri des vibrations mécaniques transmises par les supports.

Le cylindre inférieur F vient s'encastrent dans un autre tube de cuivre M, de 5 cm. de longueur et 2,2 cm. de diamètre convenablement évidé. Ce cylindre supporte un petit aimant cylindrique NS de 6 cm. de longueur et 0,6 cm. de diamètre, disposé horizontalement et symétriquement par rapport à l'axe du tube. Il est constitué par un acier spécial à grand champ coercitif (alliage MGN des aciéries d'Imphy) afin de lui assurer une intensité d'aimantation élevée et stable. Sur l'aimant sont fixées deux masselottes en cuivre m destinées à régler la période d'oscillation du tube.

Étant donné la grande rigidité des cylindres de cuivre, on peut admettre qu'ils sont pratiquement indéformables sous l'action des couples développés dans le tube ou appliqués à sa base et que toute l'élasticité du système oscillant vient du tube lui-même. On peut admettre également que l'éprouvette est revenue à son état de repos lorsqu'on y a ramené le cylindre inférieur.

Un miroir de galvanomètre est collé sur l'équipage mobile M et permet de contrôler les vibrations du tube par les élongations d'un spot sur une échelle située à 116 cm. La disposition adoptée permet de remplacer très aisément le tube étudié par un autre équipé de la même façon tout en faisant usage du même aimant NS donc du même couple antagoniste.

Aimantation longitudinale. — L'aimantation longitudinale est produite par une longue bobine Ba de caractéristiques étalonnées et parcourue par un courant continu réglable.

Elle est montée sur une carcasse en gros tube de cuivre afin de faciliter le refroidissement; par mesure de précaution

ce tube et les joues sont fendus suivant une génératrice pour éviter les courants de Foucault qui pourraient y prendre naissance sous l'action de l'effet inverse de la torsion magnétique. Cette bobine est plus longue que le tube de façon à créer dans toute la région occupée par lui un champ uniforme.

Les dimensions sont :

Longueur	29,2 cm.
Diamètre intérieur.	2,0 cm.
Diamètre extérieur.	5,65 cm.
Epaisseur bobinage.	1,82 cm.

Elle est bobinée en fil de 6/10 mm. et comporte 7.309 spires, soit 250 spires par centimètre.

Le champ d'aimantation longitudinal, exprimé en gauss est alors.

$$H = 314 \times I$$

en exprimant le courant I en ampères et H en gauss.

Pour annuler la composante verticale du champ terrestre qui vient perturber les résultats, j'ai disposé par-dessus la bobine d'aimantation Ba , sur toute sa longueur, un enroulement à une couche de fil, bobiné à spires jointives et comprenant 220 spires ; d'où la valeur du champ auxiliaire créé le long de l'axe :

$$h = 9,5 I$$

en exprimant I en ampères et h en gauss.

Aimantation circulaire. — Le tube expérimenté est traversé par un fil de cuivre émaillé de 1 mm. de diamètre qui sert de conducteur au courant alternatif que nous désignerons par la suite sous le nom de courant axial. L'isolement à l'émail a été préféré à l'isolement à la soie ou au coton afin

de permettre d'augmenter la section du cuivre et de réduire l'échauffement sous l'action des courants intenses.

Couple antagoniste. — Le couple antagoniste est obtenu en faisant agir sur le petit aimant NS une bobine Be parcourue par un courant alternatif synchrone du courant axial et réglable en grandeur et en phase.

Cette bobine est enroulée sur deux cadrés de bois rectangulaires de 9×12 cm. de section, disposés côte à côte symétriquement par rapport à l'axe du tube de façon que l'aimant NS soit placé au centre de la bobine ; des ouvertures en demi-cercles ont été ménagées sur chacun d'eux pour laisser passer le tube de cuivre inférieur F. En outre elles sont orientées de telle sorte que l'aimant soit parallèle au plan des spires dans la position de repos du tube, ce qui assure au couple antagoniste son efficacité maximum. Cette position a été prise toujours la même afin que les résultats soient comparables ; elle est repérée par la formation du spot au zéro de l'échelle.

Les deux cadres sont fixés à demeure sur une planchette horizontale solidaire du socle vertical de fixation et aussi rigide que possible afin d'éviter les vibrations parasites. Chacun d'eux porte une moitié de l'enroulement qui se présente ainsi sous forme de deux bobines de 3 cm. de largeur environ distantes de 3 cm.

Ces bobines comprennent chacune 4 couches de 16 spires et sont réglables par plots à l'aide de 2 manettes que l'on déplace simultanément de façon à ne pas détruire la symétrie et qui ont pour but de permettre une grande variation du couple antagoniste.

Chaque bobine est munie de 6 prises aux spires nos 2, 4, 8, 16, 32 et 64, ce qui permet de réaliser un bobinage total de : 4, 8, 16, 32, 64 et 128 spires.

Sources de courant. — *Continu.* — Les sources de courant continu sont constituées par une batterie d'accumulateurs pouvant fournir une tension quelconque entre 2 et 80 volts

et par un réseau de distribution à 110 volts environ.

Alternatif. — Les sources de courant alternatif nécessaires pour le courant axial et le couple antagoniste sont constituées par deux alternateurs accouplés rigidement axe à axe et entraînés par un moteur à courant continu.

L'alternateur alimentant le fil qui traverse le tube est constitué par une commutatrice excitée par le secteur continu 110 volts et dont les balais côté continu ont été relevés. Elle débite sous une tension de 110 volts environ et alimente le circuit d'utilisation par l'intermédiaire d'un transformateur Ferrix $\frac{110 \text{ v.}}{5 \text{ v.}}$. Le débit maximum que l'on peut obtenir ainsi atteint 5 à 6 ampères-efficaces.

Le circuit du couple antagoniste est alimenté par un ancien moteur à courant continu rebobiné en alternateur. Il est excité par une batterie d'accumulateurs d'une quarantaine de volts à travers des résistances réglables qui permettent de faire varier l'amplitude de la f. e.-m. L'enroulement alternatif alimente directement le bobinage Be agissant sur l'aimant NS.

Les deux alternateurs sont à 4 pôles; leur vitesse de régime est 1250 tours-minute.

Les induits sont solidaires par l'intermédiaire de l'accouplement rigide des axes. Au contraire les stators qui constituent les inducteurs sont susceptibles d'être orientés l'un par rapport à l'autre d'une façon continue.

L'inducteur de l'alternateur du circuit principal est fixe; celui de l'alternateur du couple antagoniste au contraire tourne autour de son axe; sa position est repérée par une aiguille solidaire de l'inducteur et qui se déplace sur un cadran gradué.

L'orientation est commandée par un bouton à démultiplication et à frottement dur de façon à constituer une liaison irréversible. On peut ainsi très commodément faire varier et mesurer la phase du courant du couple antagoniste, donc du couple de Wiedemann, par rapport au courant qui lui donne

naissance. Une rotation de 180° du stator correspond à un déphasage d'une période puisque l'alternateur a 4 pôles.

Pour faciliter les mesures, l'aiguille peut tourner à frottement dur sur son axe et peut être ramenée au zéro de la graduation lorsque les deux alternateurs sont en phase.

Le moteur d'entraînement est un moteur à courant continu relativement puissant pour le travail à fournir ; cet excédent de puissance a l'intérêt d'éviter les variations de vitesse résultant des variations de charge pendant les réglages. Le rotor est directement alimenté par une batterie d'accumulateurs d'une quarantaine de volts, sans aucune résistance, pour éliminer les chutes de tension en ligne, fonctions de la charge et qui entraîneraient des variations de vitesse. Le stator est alimenté sous 110 volts continus en série avec un rhéostat de réglage et une lampe de contrôle.

La vitesse, réglée par le rhéostat de champ, est stabilisée par un régulateur à boules qui court-circuite la lampe de contrôle du circuit inducteur dès que la vitesse atteint une valeur critique. Le bon fonctionnement du régulateur est contrôlé par l'éclat de la lampe ; celle-ci brille si la vitesse est trop faible, elle est éteinte si la vitesse est trop grande, enfin elle a un éclat moyen en bon fonctionnement. La résistance de la lampe est suffisante pour servir de rhéostat de champ régulateur.

Le réglage de la vitesse est ainsi dégrossi à l'aide du rhéostat de champ, puis fini et stabilisé par celui de la vis de butée du régulateur commandée par un bouton spécial. La valeur de la vitesse est contrôlée en permanence par un fréquence-mètre à lames vibrantes alimenté par l'alternateur principal en parallèle sur le primaire du transformateur Ferrix.

3. Schéma de montage (fig. 17). — *Circuit du courant axial.* — Le courant axial est produit par l'alternateur A_1 , entraîné par le moteur M et qui débite dans le circuit par l'intermédiaire du transformateur Ferrix T .

Le circuit comprend :

1° Une résistance R_1 constituée par un fil résistant et destiné au réglage de la phase des courants comme nous le verrons

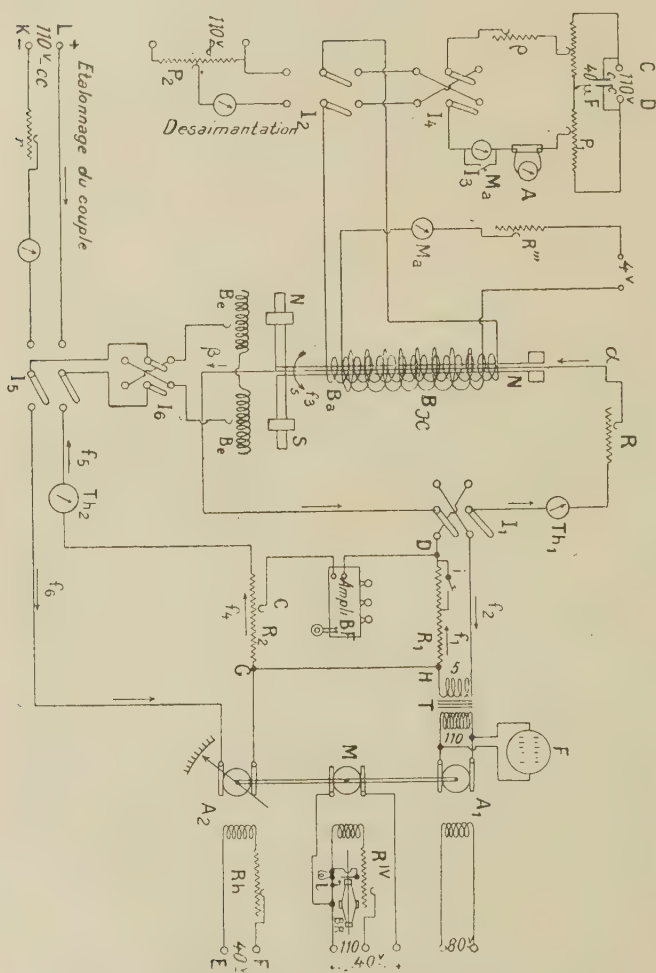


Fig. 17.

plus loin: Cette résistance est faible pour ne pas diminuer par trop la valeur du courant ; en outre on peut en court-

circuiter une partie par un interrupteur i lorsqu'on travaille avec un fort courant.

2° Un inverseur I_1 qui permet d'inverser la phase du courant axial ;

3° Un ampèremètre thermique Th_1 , Chauvin-Arnoux, à compensation, pouvant être monté sans shunt (0 à 2, 5 a. eff.) ou sur shunt de 10 ampères.

4° Une résistance réglable R , constituée par un rhéostat et un fil à curseur, destinée à permettre un réglage continu de l'intensité du courant ;

5° Le fil isolé $\alpha\beta$ qui traverse le tube ;

6° Un fréquencemètre F qui mesure la fréquence du courant axial.

Circuit d'aimantation. — L'aimantation longitudinale du tube est produite par la bobine Ba décrite ci-dessus. ~

Cette bobine peut être branchée, par le jeu de l'inverseur I_2 , soit sur une source de courant continu, soit sur une source de courant alternatif.

La source de courant continu est constituée par le secteur continu 110 volts (Bornes C-D) shunté par une capacité de 40 μF pour atténuer les perturbations du réseau de nature périodique.

Le circuit comprend :

1° Un potentiomètre P_1 à deux curseurs constitué par deux résistances à curseur de valeur maxima 50 ω ;

2° Un ampèremètre A pour courants continus, pouvant fonctionner sur shunt de 1 ampère et 5 ampères ;

3° Un milliampèremètre Ma , courant continu, sensibilité 10 ou 100 milliampères, qui permet de mesurer les courants faibles. Un interrupteur I_3 le court-circuite lorsqu'on travaille avec des courants forts ;

4° Une résistance réglable à curseur ρ de 1200 ohms permettant d'obtenir dans la bobine d'aimantation des courants très faibles, de l'ordre du milliampère, tout en utilisant une

grande portion du potentiomètre afin d'éviter les perturbations dues aux mauvais contacts des curseurs.

Du côté alternatif, la source est constituée par le secteur rive gauche 42 ∞ qui alimente le circuit par l'intermédiaire d'un potentiomètre P_2 . Ce dispositif est destiné à désaimanter le tube en le soumettant à l'action d'un champ alternatif d'amplitude décroissante jusqu'à zéro.

L'annulation de la composante verticale du champ terrestre est obtenue par la bobine B_{2C} alimentée par un accumulateur de 4 volts en série avec une résistance R''' et un milliampère-mètre (sensibilité 100 milliampères).

Circuit du couple antagoniste. — Il est alimenté par l'alternateur A_2 monté sur le même arbre que l'alternateur A_1 et entraîné par le moteur M. L'excitation est obtenue par une batterie d'accumulateurs de 30 à 40 volts (Bornes E-F) à travers une résistance réglable R_h qui permet de régler l'intensité du courant débité.

La phase est réglée par l'orientation du stator.

Le circuit d'utilisation comprend :

1° Une résistance R_2 constituée, comme R_1 , par un fil résistant droit, de 80 cm. de longueur et sur lequel se déplace un curseur. Il sert au repérage de la phase en coopération avec la résistance R_1 ; à cet effet les deux circuits sont réunis électriquement par un fil GH qui met au même potentiel les extrémités G et H des résistances R_1 et R_2 ;

2° Un ampèremètre thermique Th_2 , à compensation, fonctionnant sans shunt (sensibilité 2,5 ampères efficaces) ;

3° Un inverseur I_5 qui permet de brancher la bobine du couple antagoniste, soit sur le circuit de l'alternateur, soit sur une source à courant continu (Bornes K-L) à travers une résistance réglable r et un ampèremètre afin de faire l'étalonnage du couple ;

4° Un inverseur I_6 destiné à inverser la phase du couple antagoniste ou son sens, en cours d'étalonnage ;

50 Le bobinage Be décrit plus haut, et agissant sur l'aimant NS fixé au bas du tube.

Moteur d'entraînement. — Le moteur est alimenté :

Au rotor pour une source continue de 40 volts.

Au stator par le réseau continu 110 volts à travers la résistance R^{IV} et la lampe l . Le régulateur à boules court-circuite la lampe l lorsque la vitesse devient trop grande et rend cette vitesse plus uniforme.

4. *Étalonnages et Mesures.* — a) *Ampèremètres.* — Les ampèremètres utilisés ont été tous étalonnés au préalable à l'aide d'un électrodynamomètre de précision Carpentier.

b) *Repérage des sens des courants.* — Pour permettre de donner des signes aux courants et aux phases, j'ai adopté comme sens positifs les sens indiqués ci-après :

Courants. — Dans le circuit d'aimantation, celui pour lequel le courant crée un pôle nord en haut de la bobine Ba et un pôle sud en bas, c'est-à-dire un champ de sens inverse de la composante verticale du champ terrestre.

Dans le circuit du courant axial, le sens de haut en bas dans le fil isolé qui traverse le tube.

Les inverseurs I_4 et I_1 qui permettent d'inverser respectivement les sens du courant d'aimantation et du courant axial ont été repérés et leurs positions dites positives sont celles qui donnent aux courants des sens positifs.

Pour le courant d'aimantation qui est continu, il n'y a aucune ambiguïté possible. Au contraire, pour le courant axial qui est alternatif, il faut se donner un sens positif, arbitraire *a priori*, dans le restant du circuit. J'ai adopté les sens indiqués par les flèches f_1 et f_2 en vue de la mesure de la phase du couple antagoniste par rapport au courant axial.

Couple. — Pour ces deux sens positifs des courants, le couple de torsion magnétique a, dans la théorie ci-dessus (fig. 12), un sens positif qui est celui de la flèche f_3 ; c'est ce sens qui a été pris comme sens positif.

Circuit antagoniste. — J'ai adopté par suite comme sens positif du courant dans le bobinage du couple antagoniste le sens du courant qui annule le couple positif dû à l'effet Wiedemann, donc qui produit un couple négatif. Ce repérage peut s'effectuer aisément à l'aide d'un courant continu (inverseur I_5 à gauche).

L'inverseur I_6 , qui permet d'inverser le courant dans la bobine du couple antagoniste, est également repéré et sa position positive est celle pour laquelle le courant est positif dans la bobine B_e pour un sens positif dans le restant du circuit indiqué par les flèches f_4, f_5 et f_6 .

Dans ces conditions, les sens positifs sont les mêmes dans les résistances de contrôle R_1 et R_2 , comptés à partir des points équipotentiels des deux circuits. Cette disposition est avantageuse pour la mesure de la phase.

c) *Mesure de la phase.* — Avec les conventions de signe adoptées, la mesure du déphasage entre le couple de Wiedemann et le courant qui lui donne naissance est ramené à celle du déphasage entre le courant du couple antagoniste et le courant débité par l'alternateur A_1 .

Cette mesure s'effectue par une méthode de zéro grâce à un amplificateur à très basse fréquence muni d'écouteurs et relié d'une part à l'extrémité D de la résistance R_1 , d'autre part au curseur C de la résistance R_2 .

Elle comporte deux opérations :

1° En réglant convenablement l'orientation du stator de l'alternateur A_2 et la position du curseur de la résistance R_2 , on peut amener à l'extinction le ronflement perçu au casque. A ce moment, le courant axial et celui du couple antagoniste sont en phase.

Cela fait, on repère la position du stator orientable à l'aide de l'aiguille prévue à cet effet et en plaçant cette dernière sur le zéro de la graduation.

2° En réglant à nouveau l'orientation du stator A_2 et l'intensité du couple antagoniste, on cherche à annuler les

oscillations du tube. Lorsque le zéro est obtenu, c'est-à-dire le repos du tube, l'angle dont a tourné le stator orientable est égal à la moitié de l'angle de phase cherché, puisque l'alternateur a 4 pôles. On obtient cette différence de phase par simple lecture de la position de l'aiguille sur sa graduation à condition de diviser la circonférence en 720° au lieu de 360° .

d) *Mesure de la fréquence.*

— La fréquence, et par suite la vitesse de rotation des alternateurs, est contrôlée en permanence par un fréquencemètre à lames vibrantes branché entre les bornes de l'alternateur A_1 .

La fréquence utilisée est 42∞ ; on a choisi en effet celle du secteur de la rive gauche afin de pouvoir, le cas échéant, utiliser celui-ci comme source de courant.

e) *Couple antagoniste.* — L'étalonnage du couple antagoniste est le plus délicat et nécessite un montage spécial.

Tout le dispositif précédent est supprimé et remplacé par une suspension bifilaire constituée par deux équipages en T (fig. 18) réunis par deux fils de soie sans torsion appréciable.

Ces équipages comprennent chacun :

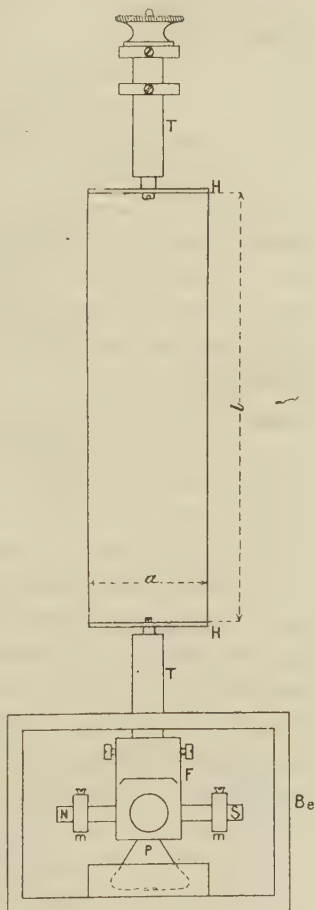


Fig. 18.

1° Une tige cylindrique verticale T, en cuivre, de 10 cm. de longueur et 1 cm. de diamètre ;

2° Une réglette ou un disque horizontal H, soigneusement centré au tour et qui règle l'écartement des fils. Les réglottes des deux équipages sont identiques en sorte que les deux fils sont bien parallèles.

L'équipage supérieur est fixé au support qui maintenait primitivement le tube expérimenté. La tige inférieure plonge au milieu des bobines du couple antagoniste et supporte le petit aimant NS avec tout son équipement (tube F et miroir).

Enfin, une petite palette de cuivre P, fixée à l'équipage mobile, vient baigner dans une cuvette pleine d'huile afin d'amortir les oscillations et faciliter les mesures.

La longueur des fils et l'orientation du bifilaire sont réglées de façon que le petit aimant occupe dans les bobines créatrices du couple antagoniste exactement la même place qu'il occupait primitivement lorsque le tube était au repos (spot au zéro de l'échelle). Dans ces conditions, pour un même courant dans le bobinage, le couple reprend la même valeur, ce qui permet l'étalonnage.

L'ensemble étant ainsi monté, on tourne l'équipage supérieur ; il s'ensuit une rotation de l'aimant d'un certain angle α que l'on mesure par le déplacement du spot. On envoie alors dans les bobines B_e un courant continu de grandeur et de sens tels que le spot revienne au zéro, c'est-à-dire tels que l'équipage mobile ait tourné d'un angle α et soit revenu à sa position initiale de repos. La connaissance des constantes du bifilaire et celle de l'angle α permettent de calculer le couple produit par l'action du courant sur l'aimant dans sa position de repos. Le chiffre ainsi obtenu représente l'amplitude du couple qu'exerce un courant alternatif ayant même valeur maxima que le courant continu d'étalonnage et tel que les vibrations du tube soient éteintes. On a donc là un moyen d'étalonner le couple antagoniste avec précision.

Quelques précautions s'imposent à cause des couples para-

sites qu'exercent sur l'aimant le champ terrestre et les champs perturbateurs éventuels; il fallait donc utiliser une méthode de mesure qui permette d'éliminer ces causes d'erreurs.

Principe. — Je désignerai par :

P, le poids de l'équipage inférieur complet ;

l , la longueur des fils de suspension ;

a , la longueur totale des réglottes, c'est-à-dire la distance entre les 2 fils au repos ;

α , l'angle de torsion.

Les caractéristiques de la suspension permettent d'utiliser la formule approchée :

$$C = \frac{Pa^2\alpha}{l} = K\alpha.$$

Comme l'angle α est mesuré par le déplacement x du spot sur l'échelle graduée située à une distance D du miroir, on a très sensiblement :

$$\alpha = \frac{x}{2D} \quad \text{d'où :} \quad C = \frac{Pa^2x}{2lD} = Mx.$$

Elimination des couples parasites. — Imaginons que la position de repos du barreau soit NS (fig. 19), position dans laquelle il se trouve toujours au moment où se fait la mesure du couple.

Soit $\mathcal{H}$ la valeur et la direction du champ parasite résultant (champ terrestre et champs vagabonds). Ce champ exerce sur l'aimant un couple parasite qui dépend de l'angle θ que fait la direction du champ avec celle de l'aimant. Au zéro ce couple a pour valeur :

$$c'_0 = \mathcal{M} \mathcal{H} \sin \theta.$$

En désignant par $\mathcal{M}$ le moment magnétique de l'aimant NS.

Supposons maintenant que l'on fasse tourner le bifilaire

d'un angle tel que l'aimant tourne d'un angle α_1 , et vienne en S_1N_1 . Le couple exercé par le champ parasite $\mathcal{H}$ devient : $c'_1 = \mathfrak{M}\mathcal{H} \sin (\theta + \alpha_1)$; il est dirigé dans le sens de la flèche 1 et tend à ramener l'aimant vers sa position de repos. Le bifilaire est tordu dans le sens de cette flèche d'un angle β_1 tel que $c'_1 = K\beta_1$.

Si à l'aide des bobines antagonistes Be on exerce sur l'aimant un couple C_1 de signe et de valeur tels que l'aimant revienne en NS , l'angle de torsion réel du bifilaire est

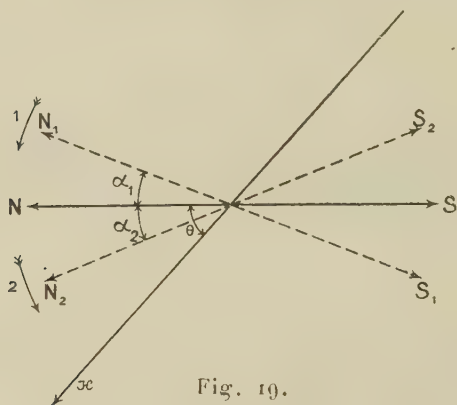


Fig. 19.

$\beta_1 + \alpha_1$ et le couple total, agissant sur l'aimant, $C_1 + c'_0$; on peut donc écrire :

$$C_1 + c'_0 = K(\beta_1 + \alpha_1) = K\alpha_1 + c'_1$$

d'où :

$$C_1 = K\alpha_1 + (c'_1 - c'_0).$$

Or, en explicitant les couples parasites on obtient :

$$c'_1 - c'_0 = \mathfrak{M}\mathcal{H} [\sin (\theta + \alpha_1) - \sin \theta].$$

En faisant α_1 petit devant θ , ce qui était réalisé en pratique car la position de repos de l'aimant était presque per-

pendiculaire à celle du champ terrestre, on a finalement :

$$c'_1 - c'_0 = 0$$

et :

$$C_1 = K\alpha_1.$$

Cette relation montre que le couple électromagnétique exercé sur l'aimant par le bobinage Be est lié à la torsion *apparente* du bifilaire par la même formule que le couple total est lié à la torsion *vraie* ; le couple parasite s'élimine.

Le même raisonnement s'applique au cas où l'on fait dévier le système d'un angle α_2 de sens contraire à α_1 , c'est-à-dire lorsque l'on place l'aimant en N_2S_2 (fig. 19).

Les expériences d'étalonnage consistent donc essentiellement à chercher la valeur du courant qu'il faut faire passer dans la bobine Be pour ramener au zéro l'aimant primitivement dévié d'un angle apparent α et à tracer les courbes correspondantes. A titre de vérification, j'ai relevé les courbes d'étalonnage pour des torsions des deux sens et obtenu des résultats identiques (courbes superposables) ce qui signifie que les couples parasites ont un effet perturbateur négligeable sur l'étalonnage.

Les essais ont comporté deux séries d'expériences.

Dans la première, destinée à la mesure des couples puissants, les caractéristiques de la suspension étaient :

$$\left. \begin{array}{l} P = 210 \text{ gr.} \\ a = 6 \text{ cm.} \\ l = 25,1 \text{ cm.} \\ D = 116 \text{ cm.} \end{array} \right\} \text{d'où } C = 1,3 \times \frac{\text{gr.}}{\text{cm.}}$$

Dans la seconde, destinée à la mesure des couples faibles, les caractéristiques étaient :

$$\left. \begin{array}{l} P = 204,5 \text{ gr.} \\ a = 2,5 \text{ cm.} \\ l = 25,1 \text{ cm.} \\ D = 116 \text{ cm.} \end{array} \right\} \text{d'où } C = 0,22 \times \frac{\text{gr.}}{\text{cm.}}$$

5. *Mode opératoire. — Opérations préliminaires.* — Le montage ayant été réalisé et les divers circuits repérés et étalonnés comme il vient d'être dit, j'ai procédé aux mesures dans l'ordre suivant :

La première opération consiste à régler la vitesse du moteur à la résonance ; à cet effet, on excite le tube, soit par l'effet Wiedemann, soit par l'action du couple antagoniste et on règle l'excitation du moteur M et son régulateur à boules jusqu'à obtenir la plus grande élongation du spot. Si la résonance ne se produit pas à la fréquence 42, on règle en conséquence la position des masselottes disposées à cet effet sur l'aimant NS et on recommence l'essai jusqu'à ce que la résonance ait lieu pour la fréquence voulue.

En second lieu on cherche l'orientation du stator de l'alternateur A_2 pour laquelle le courant axial et le courant du couple antagoniste sont en phase et on place l'aiguille repère sur le zéro de sa graduation. Ce zéro varie légèrement en cours d'expérience, car on modifie les impédances des circuits en réglant les résistances ou le nombre des spires de la bobine du couple antagoniste ; il y a donc lieu de faire la mesure précise à chaque fois.

Enfin on désaimante le tube afin d'éliminer les causes d'erreur provenant des aimantations antérieures. A cet effet, on procède comme suit :

1° Fermer le circuit de compensation du champ terrestre et régler la valeur du courant de façon à créer un champ vertical, dirigé de bas en haut et voisin de 0,4 gauss ;

2° Ouvrir les interrupteurs I_1 , I_4 et I_6 afin d'isoler le dispositif d'étude ;

3° Placer l'inverseur I_2 du côté alternatif et pousser le curseur du potentiomètre P_2 au maximum de façon à soumettre le tube à un champ alternatif inducteur de grande amplitude ;

4° Faire décrire à l'induction dans le tube un grand nombre de cycles d'amplitudes décroissantes en déplaçant lentement le curseur vers le minimum jusqu'à zéro ;

5° Fermer l'inverseur I_1 sur l'un de ses sièges ; le courant axial passe à nouveau, mais il ne doit donner naissance à aucune oscillation du tube si celui-ci est complètement désaimanté.

S'il n'en est pas ainsi, pousser à nouveau le curseur du potentiomètre P_2 vers le maximum jusqu'à ce que le spot s'immobilise ; puis revenir vers le zéro et recommencer l'expérience, sans couper le courant axial, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus aucune oscillation du spot lorsque l'amplitude du champ démagnétisant est nulle. Si ce résultat est impossible à obtenir, c'est que la compensation du champ terrestre n'est pas parfaite, il y a lieu alors de retoucher aux réglages du courant dans la bobine auxiliaire B_{3c} .

Ces divers réglages sont très délicats, mais en procédant avec soin j'ai pu obtenir la désaimantation complète.

Il est à remarquer que la valeur optima du courant de compensation n'est pas celle qui correspond à un champ de 0,416 gauss ; elle est légèrement inférieure. La différence provient sans doute de champs parasites : dissymétrie dans l'aimantation du petit aimant, champ de fuite du moteur ou des alternateurs, champ du réseau du laboratoire... La différence est d'ailleurs faible (0,37 gauss au lieu de 0,41) et n'apporte pas de perturbations sensibles.

Enfin, comme les vibrations du tube peuvent modifier ses propriétés magnétiques, et comme d'autre part ces vibrations sont inévitables, il est préférable, plutôt que de chercher à les éviter, de faire osciller fortement le tube expérimenté avant toutes mesures. De cette façon les modifications possibles apportées par ces vibrations ne risquent plus de se produire en cours d'essai. J'ai donc, dans tout ce qui suit, soumis tout d'abord le tube à des oscillations répétées et de grandes amplitudes ; au contraire, pendant les mesures, je me suis efforcé de les réduire le plus possible en dérégulant légèrement la vitesse du moteur pendant les opérations de

réglage pour ne revenir que progressivement à la résonance à mesure que l'équilibre était mieux réalisé.

Mesures proprement dites. — Les facteurs dont dépend le couple sont au nombre de deux : le champ longitudinal et le courant axial. J'ai donc relevé :

1° Des courbes du couple et de la phase à champ constant en fonction du courant et pour diverses valeurs du champ ;

2° Des courbes du couple et de la phase à courant constant en fonction du champ longitudinal.

Le relevé de ces courbes nécessite des précautions par suite des phénomènes d'hystérésis. Comme les propriétés des matériaux ferro-magnétiques dépendent beaucoup de l'histoire antérieure de leur aimantation, il est indispensable, pour obtenir des résultats concordants, de ramener à chaque fois le tube dans un état bien défini et toujours identique. Cette remarque vise surtout le champ d'aimantation longitudinal continu et il faudra lui faire décrire un cycle bien défini et renouvelable à volonté avant de lui donner une valeur quelconque. Il n'en est plus de même pour le champ circulaire qui est alternatif et dont l'effet décrit de ce fait un très grand nombre de cycles complets.

Le cycle adopté est le suivant :

Après avoir désaimanté soigneusement le tube comme je l'ai indiqué plus haut, on l'aimante progressivement jusqu'à une certaine valeur positive H déterminée à l'avance et que je désignerai par la suite sous le nom d'amplitude du cycle d'aimantation ; puis on lui fait décrire une dizaine de cycles d'aimantation entre les limites symétriques $+H$ et $-H$. Cette opération est effectuée par le jeu de l'inverseur I_4 .

On arrête le cycle en revenant à $+H$ et on diminue progressivement le champ longitudinal jusqu'à la valeur voulue pour la mesure, même si celle-ci est négative.

Toutes ces opérations peuvent se faire en présence du courant axial, ou en son absence, celui-ci étant ensuite établi en

partant de zéro et en le faisant croître régulièrement jusqu'à sa valeur de régime.

Dans le cas où la réaimantation est faite en l'absence du courant, celui-ci est établi au moment où le champ d'aimantation est maximum et avant qu'on l'ait abaissé à la valeur du travail.

Mesures à courant variable et à champ constant. — Les diverses opérations se font chaque fois dans l'ordre suivant :

1° On désaimante le tube, puis on le réaimante comme il a été dit aux paragraphes précédents, mais en ayant soin de couper au préalable le courant axial.

2° On ferme le circuit du courant axial après avoir réglé les rhéostats de façon à obtenir la valeur la plus faible.

3° On fait croître progressivement le courant, en s'arrêtant de temps en temps pour mesurer la grandeur et la phase du couple, jusqu'à ce qu'on ait atteint la valeur la plus grande compatible avec les appareils utilisés (5 à 6 ampères).

4° Lorsque le courant a atteint sa valeur maximum, on le fait décroître suivant le même processus afin de comparer les résultats à courant croissant et à courant décroissant.

5° On répète l'expérience pour diverses valeurs du champ d'aimantation longitudinale.

Mesures à courant constant et champ variable. — On procède d'une façon analogue en désaimantant le tube et en le réaimantant par une série de cycles d'amplitude H , différente d'un essai à l'autre.

Cette réaimantation pourra être faite ici en présence du courant alternatif ou en son absence au choix. Elle est arrêtée au moment où l'inverseur I_4 est sur la position correspondante au champ $+H$ et c'est à partir de cette valeur que l'on fait varier lentement le champ pour effectuer les mesures.

On relève divers cycles du couple et de la phase pour diverses valeurs de l'amplitude du cycle d'aimantation.

Courbes spéciales. — Sur les réseaux de courbes relevées à courant ou à champ variable, on remarque en général des points particuliers : point de couple nul, point de couple maximum, point de phase singulière, etc... Ces points critiques dépendent des valeurs du courant et du champ. Il y a donc lieu de déduire des premières courbes ou de relever directement par l'expérience une série d'autres courbes montrant les variations des points singuliers en fonction des divers paramètres dont ils dépendent.

B. — ETUDE DE L'AIMANTATION

1° Principe. — L'étude de l'aimantation comporte le tracé des courbes de l'intensité d'aimantation longitudinale en fonction du champ longitudinal dans les conditions d'expériences utilisées dans les essais sur l'effet Wiedemann, c'est-à-dire en présence d'un champ circulaire alternatif.

Le tube à étudier est disposé horizontalement de telle sorte que son axe soit perpendiculaire au champ terrestre, combinaison qui permet d'éliminer automatiquement l'action de ce dernier.

Il est aimanté longitudinalement par un long solénoïde ayant même axe que lui et parcouru par un courant continu réglable en grandeur et en signe. Ce solénoïde comprend deux enroulements concentriques, bobinés en sens inverses, de sections et de caractéristiques très différentes et réglés de telle sorte que le champ extérieur de l'ensemble soit nul à une trentaine de centimètres de l'axe.

Un fil isolé disposé suivant l'axe du tube peut servir à conduire un courant alternatif afin d'examiner les perturbations apportées par le courant d'excitation alternatif utilisé dans l'étude précédente.

A environ 30 cm. de cet ensemble, et sur la normale à l'axe du tube en son milieu, est placée une petite boussole qui s'oriente dans le champ terrestre, donc normalement à

l'axe du tube, si celui-ci est désaimanté ; un miroir de galvanomètre est fixé sur la boussole et permet d'observer les mouvements de l'aiguille.

Lorsqu'on fait passer un courant dans la bobine d'aimantation, le tube s'aimante et la boussole dévie, mais elle n'est influencée que par l'aimantation du tube, puisque, par construction, la bobine inductrice a un effet nul sur l'aiguille ; la déviation est donc proportionnelle à l'intensité d'aimantation tant qu'elle reste faible.

Les essais ont consisté à relever les courbes de la déviation de la boussole en fonction du champ ; un étalonnage préalable permet d'en déduire les courbes de l'intensité d'aimantation. Les expériences ont été faites sans courant alternatif axial, puis en présence de ce courant afin d'examiner son influence sur l'aimantation longitudinale.

2° Réalisation. — *Equipement du tube.* — Il ne présente rien de particulier ; le tube reste muni à ses deux extrémités des cylindres de cuivre qui servaient de supports et qui permettront ici de placer le tube dans l'axe du solénoïde inducteur.

Aimantation longitudinale. — L'aimantation longitudinale est produite par une bobine B qui comprend deux enroulements concentriques de 30,5 cm. de longueur et bobinés en sens inverses.

Le bobinage intérieur est effectué sur un tube de cuivre de 1,5 cm. de diamètre extérieur et 1,2 de diamètre intérieur dans lequel les tubes de cuivre supportant l'éprouvette glissent à frottement doux.

Ce bobinage comporte 9850 spires enroulées sur une épaisseur de 1,65 cm. Le diamètre extérieur de la bobine est ainsi porté à 4,8 cm.

Le bobinage extérieur est enroulé sur un tube de carton de 15 cm. de diamètre ; il comporte une seule couche de 450 spires.

Ces deux enroulements sont fixés solidement et centrés l'un sur l'autre aussi exactement que possible à l'aide de joues en bois qui donnent à l'ensemble une rigidité suffisante. Ils sont connectés en série et en sens inverses de façon que leurs actions sur la boussole se neutralisent *exactement*.

Au point de vue de l'aimantation longitudinale du tube à étudier, l'ensemble des deux bobines se comporte comme une bobine unique de 9400 spires, soit 308 spires au centimètre.

Le champ inducteur est alors donné par :

$$H = 387 \times I$$

en exprimant H en gauss et I en ampères.

Aimantation circulaire. — Comme dans l'étude de l'effet Wiedemann, elle est produite par un courant alternatif de fréquence 42 circulant dans un fil isolé à l'émail et disposé suivant l'axe du tube.

Sources de courant. — Le courant continu créant le champ longitudinal est formé par le secteur 110V continu.

Le courant alternatif créant le champ circulaire est fourni par le secteur alternatif rive gauche 42 α .

Boussole. — La boussole est constituée par une petite lame d'acier aimantée de 2 cm. de longueur, 3 mm. de largeur et et 0,5 mm. d'épaisseur.

Cette lame est fixée horizontalement à l'extrémité inférieure d'une légère tige de cuivre verticale, de 18 cm. de longueur, attachée par l'autre extrémité à un support par l'intermédiaire d'un fil de soie *sans torsion* de 4 cm. de longueur.

Elle se déplace dans une cuvette d'huile formant amortisseur. L'équipage de la boussole comprend en outre un miroir de galvanomètre collé sur la tige de cuivre et produisant un spot sur une échelle graduée en millimètres et placée à 116 cm.

3^o Montage. — L'ensemble du magnétomètre constitué par les bobines inductrices et la boussole est fixé sur un socle horizontal maintenu par une suspension élastique afin d'éliminer les vibrations mécaniques qui pourraient perturber l'équilibre de l'aiguille.

Les bobines inductrices sont disposées horizontalement sur le socle dans une gouttière dans laquelle elles sont susceptibles d'être placées sans jeu et disposées de façon à n'avoir aucune action sur la boussole. Comme les bobines ne sont pas rigoureusement centrées, ce réglage s'effectue simplement en les faisant tourner dans la gouttière.

La boussole est fixée à l'autre extrémité du socle et disposée de telle sorte que l'aiguille aimantée se trouve à la même hauteur horizontale que l'axe des bobines inductrices et exactement sur la normale à cet axe en son milieu. La distance de l'aiguille à l'axe est 33,5 cm.

La boussole est revêtue d'une cage rectangulaire à faces de verre planes destinée à protéger l'équipage mobile contre les courants d'air tout en permettant une bonne vision du spot.

Tout l'appareil est orienté de façon que l'axe des bobines inductrices soit perpendiculaire au champ terrestre, ce qui se fait sans peine en plaçant le socle dans une position telle que l'aiguille de la boussole vienne se placer exactement sur la normale à l'axe des bobines. Pour faciliter l'opération, cette normale est matérialisée par un trait noir sur le socle et l'aiguille aimantée est disposée sur le champ.

La règle graduée sur laquelle se déplace le spot est placée sur une table voisine et disposée de telle sorte que le spot se fasse au zéro de la graduation lorsque la boussole est orientée suivant la normale à l'axe des bobines inductrices, c'est-à-dire suivant le champ terrestre. Cette position se détermine en retirant le tube étudié et en coupant tous courants inducteurs.

La réalisation des circuits comporte sensiblement les

mêmes éléments que dans les essais sur l'effet Wiedemann (fig. 20). Les bobines d'aimantation longitudinale B sont alimentées par le dispositif potentiométrique P_1 déjà utilisé dans les premiers essais. L'inverseur I_4 permet d'inverser le sens du courant et l'inverseur I_2 de brancher le cir-

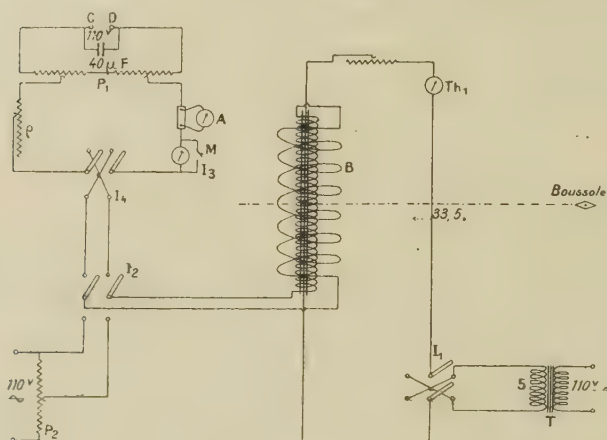


Fig. 20.

cuit des bobines B sur le potentiomètre P_2 alimenté par le secteur alternatif et destiné à la désaimantation.

Le fil axial qui traverse le tube est alimenté par le même circuit que dans les expériences sur la torsion magnétique; mais l'alternateur A_1 qui fournit le courant au primaire du transformateur Ferrix T a été remplacé par le secteur alternatif 42 ∞ .

4° Etalonnage. — L'étalonnage se fait par un procédé direct en plaçant dans l'axe des bobines inductrices, c'est-à-dire à la place exacte qu'occupait le tube expérimenté, un solénoïde de caractéristiques connues et en traçant la courbe de la déviation de la boussole en fonction du courant qui l'alimente. Le circuit des bobines inductrices est alors coupé et celles-ci ne servent plus que de support.

Pour éviter d'avoir à faire des corrections et pouvoir identifier l'éprouvette et le solénoïde, il est avantageux de leur donner la même longueur; dans ces conditions on peut écrire que pour une même valeur de la déviation de la boussole le solénoïde et le tube ont même moment magnétique et en déduire la valeur de l'intensité d'aimantation longitudinale de l'éprouvette.

Le tube étudié a 23 cm. de longueur, comptés entre les deux cylindres de cuivre, mais il est encastré à chaque extrémité sur une longueur de 1 cm. environ. Si on admet que les pôles de l'aimant constitué par le tube aimanté sont à peu près à 1 cm. des extrémités, on peut prendre comme longueur de l'éprouvette 23 cm.

Le solénoïde étalon doit donc avoir 23 cm. Il est constitué par un bobinage de 4796 spires en fil de 3/10 de mm. et bobiné sur une tige de cuivre de diamètre 0,6 cm. Le bobinage a une épaisseur de 0,265 cm, ce qui porte le diamètre extérieur à 1,13 cm.

Dans ces conditions la section d'aire moyenne du bobinage est :

$$S = 0,607 \text{ cm}^2$$

et le moment magnétique du solénoïde parcouru par un courant i :

$$\mathfrak{M}_1 = NSi.$$

D'autre part en désignant par l et s la longueur et la section de l'éprouvette, le moment magnétique du tube correspondant à une intensité d'aimantation $\mathfrak{J}$ est :

$$\mathfrak{M}_2 = ls\mathfrak{J}.$$

En égalant à $\mathfrak{M}_1$ on tire la valeur de $\mathfrak{J}$ en fonction de i :

$$\mathfrak{J} = \frac{NS}{ls} i.$$

Or le tube aimanté a pour caractéristiques :

$$l = 23 \text{ cm.}$$

$$s = 0,0372 \text{ cm}^2$$

d'où on tire :

$$\delta = 340i$$

en exprimant i en ampères et δ en U. E. M.

Il suffit alors de relever la courbe des déviations θ du spot en fonction du courant i pour en déduire celle de δ en fonction de θ , donc pour étalonner le magnétomètre.

Les déviations de la boussole étant faibles les points expérimentaux se sont placés sur une droite.

5^e Mode opératoire. — Le mode opératoire présente beaucoup d'analogie avec celui que j'ai adopté pour l'étude de l'effet Wiedemann.

Opérations préliminaires. — Le premier réglage consiste à disposer convenablement les appareils. A cet effet on retire le tube de son logement et on coupe les circuits magnétisants ; puis on oriente le socle de façon que l'aiguille de la boussole vienne se placer exactement sur la normale à l'axe des bobines. Enfin on dispose la règle graduée de telle sorte que le spot se fasse alors sur le zéro de l'échelle.

Les divers organes du magnétomètre étant ainsi convenablement disposés, il reste à régler les bobines magnétisantes de façon que leur action sur la boussole soit nulle. Pour cela il suffit d'établir un courant inducteur en fermant l'interrupteur I_2 (fig. 20) du côté continu et de chercher l'orientation des bobines telle que le spot revienne au zéro.

On vérifie ce réglage en coupant et en fermant le circuit magnétisant et s'assurant que le spot ne bouge pas. Pour améliorer la précision il est bon de procéder avec le courant le plus élevé possible.

Enfin on fait l'étalonnage comme il est indiqué ci-dessus.

Le magnétomètre est ainsi réglé et prêt à servir aux mesures ; on place alors le tube à étudier dans l'axe des bobines magnétisantes et on le désaimante soigneusement. A cet effet on ferme l'interrupteur I_2 du côté alternatif et on fait décrire à l'éprouvette un grand nombre de cycles d'aimantation d'amplitudes décroissantes en déplaçant le curseur du potentiomètre P_2 du maximum vers le minimum. On constate que la désaimantation est complète lorsque le spot est revenu au zéro.

Mesures. — Les opérations sont relativement plus simples que dans l'étude de l'effet Wiedemann car il n'y a plus qu'un seul facteur intéressant, le champ longitudinal continu. Le courant alternatif n'est plus ici qu'un facteur auxiliaire susceptible simplement de perturber les résultats.

Les mesures consistent à relever les courbes de l'intensité d'aimantation longitudinale, repérée par la déviation du spot, lorsqu'on fait varier le champ longitudinal. Pour les mêmes raisons que dans l'étude de la torsion magnétique, j'ai toujours procédé en relevant des cycles fermés, d'amplitudes données et variables d'une expérience à l'autre.

Toutes les expériences ont été effectuées à courant alternatif nul ou de valeur efficace constante et à champ variable suivant une loi cyclique.

Sur les réseaux de courbes ainsi relevés, on observe comme dans les premiers essais des points particuliers. L'étude de leurs variations en fonction du courant et du champ fournit des courbes spéciales qu'il sera intéressant de comparer avec les courbes analogues de l'effet Wiedemann.

CHAPITRE III

Expériences sur un tube de nickel.

Specification. — Le tube expérimenté est un tube de *nickel* industriel garanti pur par le constructeur à 99 o o de nickel.

Il a été obtenu à la filière aux Etablissements Talmant (fabrique de tubes de nickel pour instruments chirurgicaux).

Les dimensions sont :

Longueur	23	cm.
Diamètre extérieur.	2,7	mm.
Diamètre intérieur.	1,6	mm.
Section	3,72	mm ² .

A. — ETUDE DE L'EFFET WIEDEMANN

1. *Désaimantation.* — La désaimantation du tube de nickel est particulièrement délicate et donne naissance à des phénomènes de réaimantation spontanée assez gênants.

Si, en présence du courant axial alternatif, on établit le champ démagnétisant et si on lui donne une amplitude suffisante, on voit le spot s'immobiliser peu à peu.

Si ensuite on diminue l'amplitude du champ démagnétisant, le repos du spot se maintient jusque pour des valeurs très faibles et il semble que le tube soit désaimanté. Mais avant d'arriver à zéro et pour des valeurs du champ qui varient d'une expérience à l'autre, on voit les oscillations du tube réapparaître brusquement et prendre parfois des ampli-

tudes relativement grandes (amplitudes des oscillations du spot de 15 cm. environ).

Tout se passe comme s'il y avait une réaimantation spontanée du tube relativement forte dans le sens de la longueur.

Dans ces conditions la désaimantation complète et l'ajustement du courant de compensation du champ terrestre sont un peu incertains. Néanmoins les chiffres obtenus pour la valeur de ce champ de compensation sont assez voisins les uns des autres et oscillent autour de 0,37 gauss, valeur légèrement inférieure à la composante verticale du champ terrestre.

Pour les cycles de grandes amplitudes, la qualité de la désaimantation est un peu secondaire ; au contraire dans le cas de cycles de faibles amplitudes, une désaimantation incomplète peut être la cause de perturbations importantes qui faussent complètement les résultats et il faudra opérer par conséquent avec le plus grand soin.

2. Étude à champ constant et courant variable. — Les essais ont été faits successivement avec des champs d'aimantation de valeurs : + 314, 138 et 0 gauss. Ces valeurs ont été établies suivant le processus expliqué plus haut, après avoir parcouru une dizaine de cycles d'amplitude 628 gauss et en descendant à partir de la valeur maxima + 628.

Par conséquent l'induction longitudinale du tube correspondant au champ zéro gauss correspond à l'induction rémanente positive qui subsiste lorsque le champ inducteur s'annule en passant des valeurs positives aux valeurs négatives ; le couple dans ce cas a encore une valeur notable.

La valeur efficace du courant alternatif envoyé dans le fil axial a varié de 0 à 6 ampères. Il s'en suit que l'amplitude du champ circulaire avait une valeur moyenne (mesurée sur la circonférence moyenne de rayon 0,11 cm.) comprise entre 0 et 15,5 gauss.

Les essais ont été effectués à courant croissant et à courant

décroissant ; les résultats obtenus dans les deux sens concordent et les courbes montantes et descendantes se recouvrent (fig. 21).

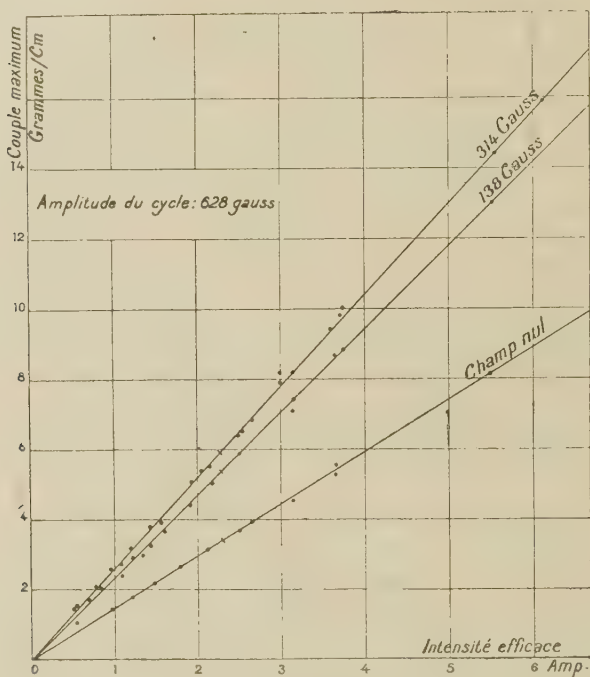


Fig. 21.

Dans les trois cas expérimentés, le couple est une fonction linéaire du courant dans toute l'étendue de sa variation. Cette proportionnalité provient de ce que le champ circulaire reste faible devant le champ longitudinal. Pour la faire cesser, il faudrait diminuer l'induction longitudinale du tube en inversant le champ d'aimantation, mais on arrive alors dans une région très instable du cycle à champ variable et dans laquelle les mesures sont difficiles.

On pourrait aussi augmenter le courant dans le fil, ce qui

est impossible avec les appareils actuels. D'ailleurs pour atteindre le sommet de la courbe à champ constant et courant variable, il faudrait que le champ circulaire ait une valeur égale à celle du champ longitudinal qui donne le couple maximum (fig. 22), c'est-à-dire 330 gauss environ. On serait ainsi conduit à prendre un courant de valeur efficace 130 ampères; chiffre beaucoup trop grand pour être réalisable dans les conditions actuelles d'expériences.

Phase. — Dans tous les essais à champ constant et à courant variable le couple a été en phase avec le courant axial, ce qui indique qu'il n'y a pas d'hystérésis sensible dans l'effet du champ circulaire.

3. Etude à courant constant et champ variable. — Les essais à courant constant ont tous été effectués avec une même valeur du courant efficace dans le fil central; les expériences précédentes ayant montré que le couple était dans tous les cas proportionnel au courant, il n'y avait pas lieu en effet de reprendre les mesures à champ variable pour diverses valeurs du courant.

L'intensité adoptée a été 2,28 ampères efficaces; elle correspond à un champ circulaire, sur la circonférence de rayon moyen, de valeur maxima 5,86 gauss. L'amplitude des cycles d'aimantation a varié dans de grandes limites, de 630 à 18 gauss environ, et les faits observés m'ont conduit à diviser les résultats en deux grandes classes: La première classe, cycles de grande amplitude, comprend tous les cycles d'amplitude supérieure à 30 gauss environ. La seconde, cycles de petite amplitude, comprend tous les cycles d'amplitude inférieure à 30 gauss.

Cycles de grande amplitude. — Lorsque le champ d'aimantation longitudinal décrit un cycle de grande amplitude, les mesures sont stables et l'expérience ne demande aucune précaution spéciale.

Dans tous les essais de cette classe, la désaimantation et

la réaimantation ont été effectuées en l'absence du courant axial, celui-ci étant établi au moment où le champ d'aimantation a sa valeur maxima $+ H$.

Les amplitudes des cycles expérimentés ont été successivement 628, 470, 314, 157 et 31,4 gauss.

Les résultats des mesures sont consignés sur la figure 22 qui donne la valeur maxima (amplitude) du couple de torsion de magnétostriction, exprimé en grammes-centimètre, en fonction du champ longitudinal. Les flèches indiquent le sens de parcours des cycles en cours d'essais.

Tous les cycles étudiés se présentent sous la même forme et s'emboîtent parfaitement les uns dans les autres. Ils affectent la forme générale de cycles d'hystérésis et le lieu des sommets, tracé en trait pointillé sur la figure 22, représente sensiblement la loi de variation anhystérétique du phénomène de Wiedemann. Cette courbe est analogue qualitativement à celles qu'ont fournies les essais statiques. Le couple commence par croître, passe par un maximum pour un champ d'environ 330 gauss, puis décroît lentement à mesure que le champ augmente.

Pour un champ longitudinal et un courant axial positifs, le couple est négatif, c'est-à-dire de signe contraire au sens de torsion du fer, adopté comme sens positif des couples ; ce résultat est conforme aux essais antérieurs.

Tous les cycles observés mettent en évidence une hystérésis assez forte correspondant à la variation du champ longitudinal. Les cycles les plus typiques à ce point de vue sont les cycles d'amplitude supérieure à 380 gauss environ. Lorsqu'on part du champ longitudinal maximum correspondant au point M, et que l'on diminue la valeur du champ inducteur, le couple croît mais la courbe reste au-dessous de la courbe anhystérétique jusqu'à un certain point A correspondant à un champ de 380 gauss. A partir de ce moment la courbe reste au-dessus de la courbe anhystérétique.

Le couple continue à croître jusqu'au voisinage de

300 gauss puis diminue régulièrement. Lorsque le champ s'annule et s'inverse il conserve une valeur appréciable. Brusquement en B le phénomène change de nature et la courbe devient une droite presque verticale qui rencontre l'axe des abscisses en un point d'abscisse 21,4 gauss. Le couple s'inverse très brutalement au voisinage de cette valeur et jusqu'au point C à partir duquel la courbe reprend une forme normale.

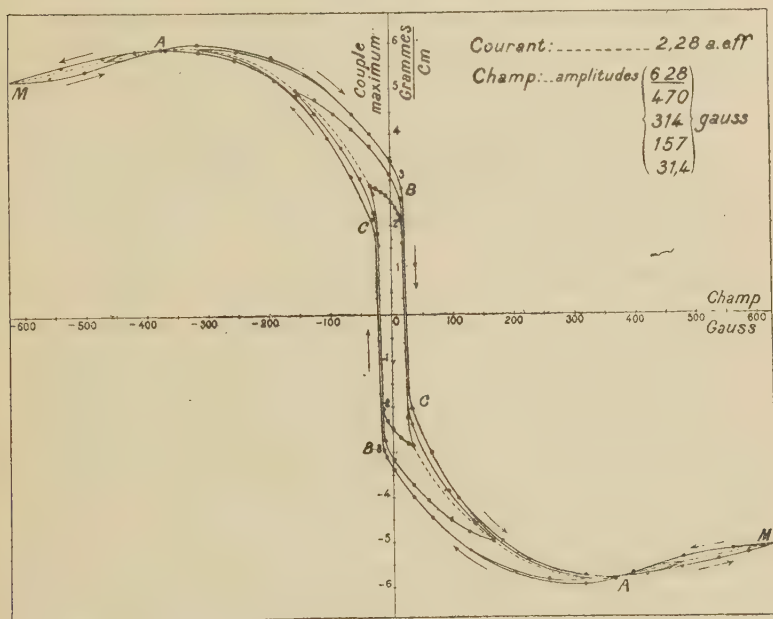


Fig. 22.

Elle reste au-dessous de la courbe anhystérétique jusqu'à ce que l'on soit revenu au point A, puis à partir de ce moment elle passe au-dessus jusqu'en M.

Les courbes sont symétriques et présentent les mêmes particularités quel que soit le sens de parcours du cycle.

Tous les cycles que nous venons d'examiner se divisent en deux régions bien distinctes :

1^o Deux pointes BMC qui présentent l'allure normale des cycles d'hystérésis.

2^o Une région centrale BC — BC délimitée par deux droites parallèles et presque verticales, qui coupent l'axe des abscisses en deux points correspondant à un champ de 21,4 gauss (fig. 22).

La région centrale BC — BC est commune à tous les cycles. Au contraire les pointes BMC s'encastrent les unes dans les autres comme le font les cycles d'hystérésis ordinaires et se raccordent de la même manière à la région centrale. Le raccord en B se fait par un coude brutal, le raccord en C au contraire est plus progressif.

Les cycles d'amplitude supérieure à 380 gauss présentent une boucle MA, les autres ont une forme normale. Cette boucle n'est qu'une simple manifestation de l'hystérésis provenant de ce fait que le couple passe par un maximum vers 330 gauss.

L'existence de deux régions distinctes dans les cycles précédents correspond à deux manifestations différentes de l'effet Wiedemann. Dans les pointes le mécanisme de l'aimantation longitudinale se présente sous la forme habituelle de tous les phénomènes présentant de l'hystérésis. Dans la zone centrale, il semble que l'on se trouve dans une région d'instabilité moléculaire du nickel et tout se passe comme si brusquement il se produisait une inversion de l'aimantation longitudinale lorsque le champ atteint une valeur voisine de 21 gauss, et cela quelle que soit l'amplitude du cycle d'aimantation.

Il en résulte que les cycles d'amplitude moyenne (31,4 gauss par exemple) prennent une forme rectangulaire.

Dans tous les essais de cette classe le couple de torsion reste en phase avec le courant qui lui donne naissance, ce qui montre qu'il n'y a pas d'hystérésis sensible dans l'action du champ circulaire, tout au moins tant qu'il reste faible devant le champ longitudinal.

Enfin il est à remarquer que les points des courbes à champ constant et courant variable (fig. 21), correspondant à un courant de 2,28 ampères efficaces dans le fil, se placent bien sur les courbes de la figure 22 malgré une différence assez sensible dans le mode d'établissement des champs inducteurs dans les deux séries d'expériences. Ce résultat montre que la valeur du couple ne dépend pas de l'ordre dans lequel les différents champs sont établis. La différence observée en courants continus par certains expérimentateurs suivant qu'ils établissaient en premier lieu l'un ou l'autre des deux champs inducteurs peut donc bien être attribuée à un effet d'hystérésis ; elle disparaît dès que l'on tient compte de celle-ci en décrivant des cycles complets (courant alternatif, champ longitudinal cyclique).

Cycles de petite amplitude. — Les essais effectués avec des cycles de grande amplitude ont mis en évidence un point critique dans le nickel du tube étudié et qui se manifeste au voisinage de 21,4 gauss dans les conditions d'expérience utilisées.

Puisque l'inversion se produit dans tous les cas pour 21,4 gauss, il est à penser qu'il y a là une cause de discontinuité et que, si on voulait opérer avec un cycle d'amplitude inférieure, on observerait des faits nouveaux ou tout au moins un aspect différent des phénomènes ; c'est bien ce que l'expérience a confirmé.

Les premiers essais faits dans ce sens n'ont donné que des résultats des plus fantaisistes ; les cycles obtenus dans les mêmes conditions apparentes prenaient des formes et des valeurs très diverses, parfois symétriques, parfois dissymétriques. J'ai même observé dans certains cas des cycles de la forme indiquée figure 25 en trait plein et dans lesquels, après une première branche descendante AB, le cycle se réduisait sensiblement à un fuseau très étroit indiqué en BC. Dans ces conditions le couple était presque indépendant du champ d'aimantation en grandeur et en signe.

L'irrégularité des phénomènes observés, qui semblaient n'obéir à aucune loi fixe, m'a conduit à en chercher la cause dans une désaimantation imparfaite dont l'effet aurait été insensible pour les cycles de grande amplitude. Dans le but d'éliminer cette cause d'erreur, j'ai introduit dans mes mesures le mode de désaimantation décrit plus haut et qui consiste à provoquer l'action du champ alternatif démagnétisant en présence du courant axial et à répéter la manœuvre jusqu'à ce que le tube n'oscille plus.

Ces tentatives ont mis en évidence les réaimantations spontanées décrites ci-dessus et qui peuvent être relativement importantes.

En procédant à la désaimantation du tube sur ce principe et avec un très grand soin, j'ai pu retrouver dans le cas des champs faibles des résultats à peu près stables et concordants.

J'ai expérimenté successivement des cycles d'amplitudes 31,4- 26,7- 22 et 18,8 gauss et obtenu les courbes de la figure 23.

Le cycle d'amplitude 31,4 gauss déjà étudié dans la première partie ne présente rien de nouveau ; il coïncide avec le cycle correspondant de la première série bien que l'ordre dans lequel j'ai fermé les courants d'aimantation et d'excitation ait été inversé.

Le cycle d'amplitude 26,7 gauss, très voisin du premier se comporte comme lui ; le champ coercitif est très légèrement diminué.

A partir de 26,7 gauss, on constate :

1° Que l'amplitude du couple diminue d'abord lentement puis très rapidement, entre 22 et 18 gauss ;

2° Que la valeur du champ coercitif au lieu d'être indépendante de l'amplitude du cycle d'aimantation comme dans le cas des grandes amplitudes, diminue au contraire avec elle, d'abord lentement, puis très rapidement ;

3° Malgré le grand soin apporté à effectuer la désaimanta-

tion, les valeurs obtenues pour les couples différaient légèrement d'une expérience à l'autre. En outre, il semble qu'en cours d'essais il se produisait des modifications internes spontanées, en sorte que bien souvent les cycles d'aimantation ne se fermaient pas.

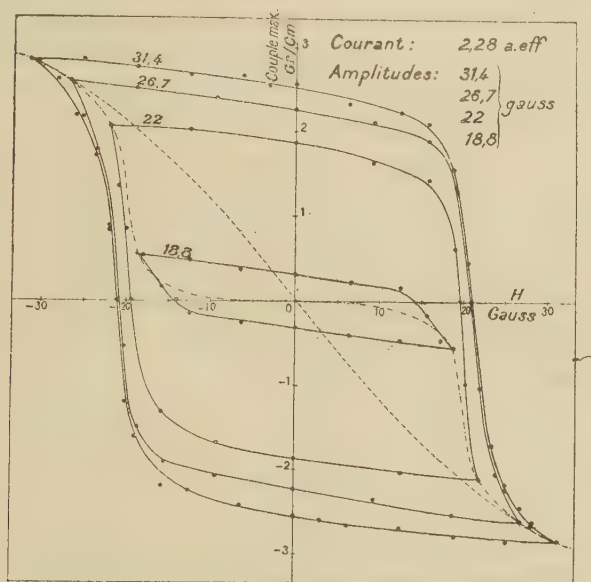


Fig. 23.

Ces perturbations étant irrégulières, je me suis efforcé de les éliminer en prenant des moyennes entre plusieurs expériences.

En dessous de 18,8 gauss, les couples deviennent rapidement très faibles et les mesures difficiles.

Malgré les incertitudes qui peuvent entacher les cycles de très faible amplitude, les courbes de la figure 23 permettent de dégager les lois générales du phénomène.

Pour cela traçons la courbe en traits mixtes qui passe par les sommets des cycles d'amplitudes diverses et qui représente très sensiblement la loi anhystérétique de l'effet

Wiedemann dans les champs faibles (inférieurs à 30 gauss).

On voit qu'elle diffère nettement de la courbe en pointillés qui est le prolongement de la courbe anhystérétique relative aux cycles de grande amplitude et à laquelle on eut pu s'attendre.

Le couple dont la valeur est nulle à l'origine pour un champ nul, reste très faible jusqu'au voisinage de 10 gauss ; à partir de ce moment, il commence à croître lentement, puis très rapidement entre 18 et 22 gauss au point que pour

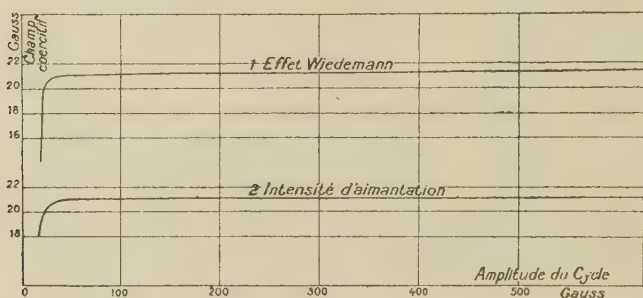


Fig. 24.

un champ de 20 gauss environ la courbe est presque verticale. La rapidité de croissance se ralentit peu à peu et la courbe vient rejoindre tangentiellement entre 26 et 30 gauss celle qui est figurée en pointillés.

La largeur des cycles, c'est-à-dire la valeur du champ coercitif, qui était très sensiblement constante pour les grandes amplitudes, devient au contraire rapidement variable dès que l'amplitude des cycles tombe au-dessous de 30 gauss. En relevant sur les courbes des figures 22 et 23 les valeurs des champs d'inversion, on obtient la courbe de la figure 24 qui montre la loi de variation de la largeur du cycle en fonction de son amplitude. La courbe, d'abord sensiblement horizontale pour les grandes amplitudes s'infléchit très brutalement entre 20 et 30 gauss, puis tend vers zéro. La portion de courbe comprise entre 18,8 gauss et zéro

n'a pu être relevée à cause de l'incertitude des mesures.

Remarquons enfin que, ici encore, le couple est en phase avec le courant axial. Il n'y a donc pas d'effet d'hystérésis sensible de la part du champ circulaire, même lorsqu'il est du même ordre de grandeur que le champ longitudinal.

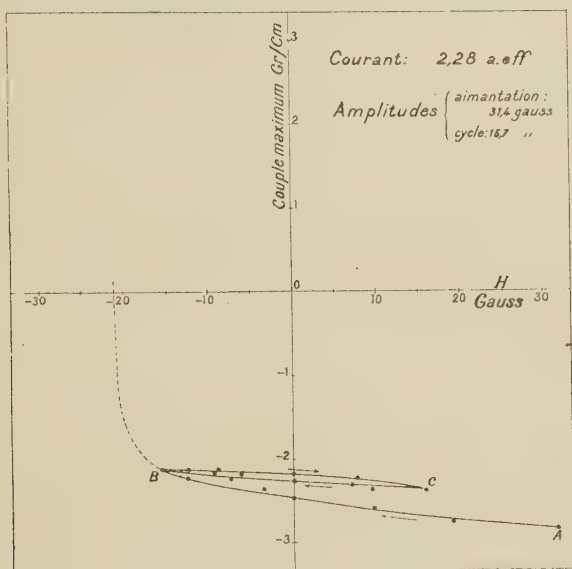


Fig. 25.

Ces résultats paraissent satisfaisants, toutefois j'ai tenu à rechercher la cause exacte de mes premiers succès et à reproduire les résultats obtenus alors.

La dissymétrie des cycles et les écarts observés d'une expérience à l'autre peuvent être attribués sans erreur possible à des aimantations longitudinales rémanentes ou spontanées. Il n'en est pas de même *a priori* du cycle très spécial représenté figure 25. Pour le reproduire, j'ai d'abord désaimanté soigneusement le tube, en présence d'un courant axial, puis réaimanté en lui faisant décrire un certain nombre de cycles d'amplitude 31,4 gauss. Après quoi j'ai

procédé aux mesures du couple en faisant décroître le champ jusqu'à une valeur de $-15,7$ gauss, inférieure en valeur absolue au champ critique $21,4$ gauss. Puis revenant en arrière, j'ai fait décrire au champ d'aimantation longitudinale des cycles complets d'amplitude $15,7$ gauss. J'ai alors obtenu le cycle représenté figure 25. La partie AB, correspondant à la première opération dans laquelle le champ avait varié de $31,4$ gauss à $-15,7$ gauss, n'est autre que la branche descendante du cycle d'amplitude $31,4$ gauss dont j'ai représenté en pointillés la prolongation jusqu'au point d'inversion. La boucle aplatie BC correspond au cycle proprement dit d'amplitude $15,7$ gauss. Il y a encore de l'hystérésis, mais très affaiblie, par suite de ce fait que le couple varie très peu et est presque indépendant de la valeur du champ inducteur longitudinal.

Ce phénomène se produit donc chaque fois que l'on fait décrire à l'aimantation un cycle d'amplitude inférieure à la valeur critique du champ après avoir provoqué, accidentellement ou non, une aimantation supérieure à cette valeur critique. Il semble résulter de ceci que les réaimantations spontanées qui se manifestent dans le tube peuvent atteindre les valeurs provoquées par un champ inducteur supérieur à 21 ou 30 gauss.

Dans ce cas, contrairement à ce qui se passait pour les cycles normaux de petite amplitude les résultats sont beaucoup plus stables et les points expérimentaux obtenus en décrivant plusieurs cycles consécutifs se placent toujours bien sur la boucle BC.

4^e Courbes spéciales. — *Variation du champ coercitif avec le courant.* — Les essais à courant constant et champ variable ont révélé dans le tube expérimenté une discontinuité très nette autour d'une certaine valeur du champ d'aimantation qui est de $21,4$ gauss lorsque le courant dans le fil axial est $2,28$ ampères efficaces.

Pour compléter les renseignements relatifs à cette discontinuité, il fallait rechercher si elle dépendait de la valeur du courant axial et dans quel sens. A cet effet j'ai recherché la valeur du champ qui annulait les oscillations du tube, pour un cycle d'amplitude constante et égale à $31\frac{1}{4}$ gauss, et pour diverses valeurs du courant efficace dans le fil.

Les résultats figurés en 1 (fig. 26) montrent que la largeur du cycle diminue légèrement à mesure que la valeur du courant alternatif axial augmente. L'effet du courant alternatif

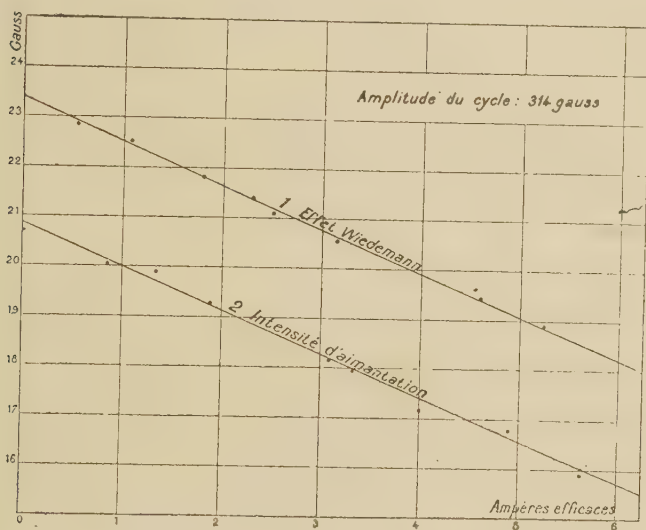


Fig. 26.

serait donc de réduire l'hystérésis, ce qui est normal, mais l'action est relativement faible puisque pour 6 ampères efficaces le champ coercitif est 18,2 gauss alors qu'il serait seulement de 23,4 gauss pour un courant nul (Ce nombre étant obtenu par extrapolation).

La variation est sensiblement linéaire dans les limites expérimentées.

Courbe de première aimantation. — Cette courbe est

destinée à mettre en évidence sous une autre forme la discontinuité qui se manifeste à 21,4 gauss. Elle a été relevée à courant constant, égal à 2,28 ampères efficaces, et à aimantation variable depuis zéro jusqu'à la plus grande valeur possible (630 gauss). Au préalable le tube avait été soigneusement désaimanté afin d'obtenir des résultats corrects dans les champs faibles.

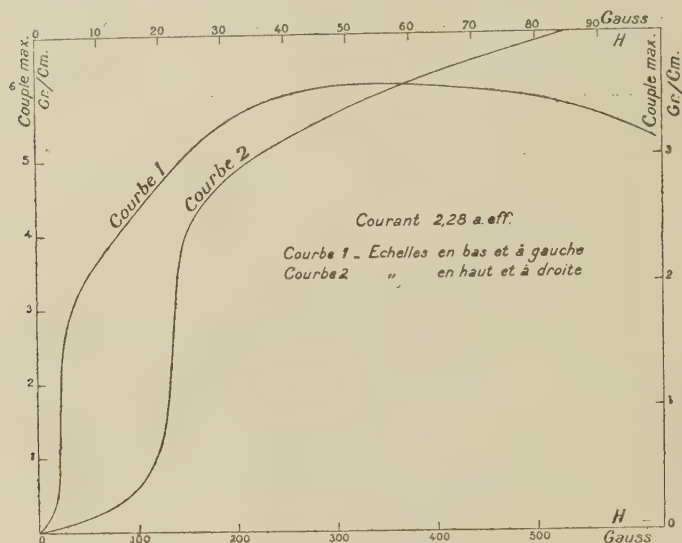


Fig. 27.

La courbe se présente sous la forme indiquée en 1 (fig. 27) elle se rapproche beaucoup du lieu des sommets obtenu dans les premières séries d'expériences et considéré comme courbe anhystrétique.

La courbe 2 (fig. 27) représente la même courbe à une plus grande échelle afin de mettre en évidence la variation du couple pour les champs faibles.

On retrouve, ici encore, ce fait que le couple est très faible jusqu'à 10 gauss environ, puis croît très rapidement à partir de 18 gauss.

B. — ÉTUDE DE L'AIMANTATION

1^o Désaimantation. — Ici comme pour l'effet Wiedemann, la désaimantation du tube est très délicate et donne lieu aux phénomènes de réaimantation spontanée déjà signalés.

Lorsqu'on soumet le tube à l'action du champ alternatif démagnétisant et que l'on diminue progressivement son amplitude, on voit le spot revenir au zéro et s'y maintenir jusqu'à ce que le courant ait atteint une valeur très faible ; puis brusquement sans raison apparente la déviation reprend une valeur plus ou moins grande qui peut atteindre plusieurs centimètres, mettant en évidence une réaimantation spontanée relativement grande.

Les déviations ainsi obtenues varient d'un essai à l'autre en grandeur et en signe. Peut-être serait-il possible de les grouper ou de les classer en procédant systématiquement, mais ce phénomène s'écartant du but que je me proposais, je ne l'ai pas approfondi. Je me suis contenté de chercher la désaimantation complète du tube, c'est-à-dire le retour au zéro du spot, en répétant la manœuvre de désaimantation un certain nombre de fois et avec de petits déplacements du curseur.

Les résultats ont été identiques d'allure avec ou sans courant alternatif dans le fil axial et quelle que soit sa valeur ; il y a donc là un phénomène général.

2^o Cycles d'aimantation. — Ces cycles ont été relevés sans courant alternatif axial et correspondent aux courbes d'aimantation ordinaires du nickel.

Les essais ont été faits avec des cycles d'aimantation d'amplitudes : 515 ; 488 ; 310 ; 194 ; 38,7 ; 27,1 ; 23,2 et 19,4 gauss.

Les résultats sont figurés sur les courbes des figures 28 et 29 et peuvent se grouper en deux grandes classes comme pour l'effet Wiedemann.

La première classe comprend les cycles d'amplitudes 515 ; 488 ; 310 ; 194 et 38,7 gauss (fig. 28) ou cycles de grande amplitude qui présentent tous les caractères généraux et anomalies signalées pour la torsion magnétique. Les mesures sont stables et les cycles se divisent en deux régions bien distinctes :

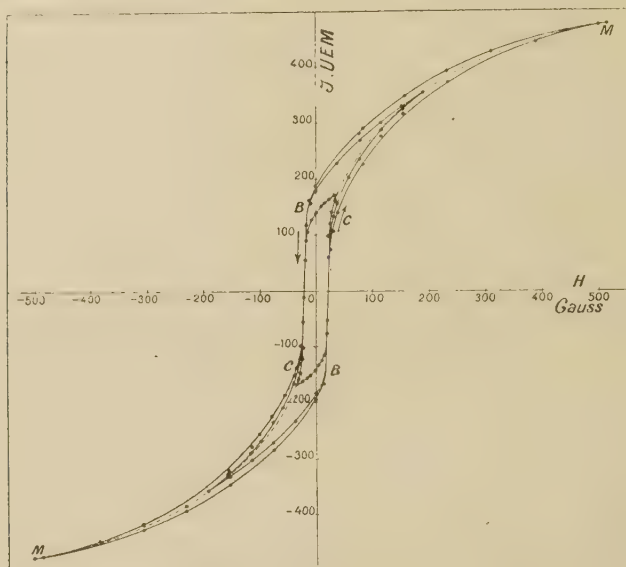


Fig. 28.

1° Deux pointes CMB qui présentent l'allure des cycles d'hystérésis normaux ;

2° Une région centrale BC — BC délimitée par deux droites parallèles et presque verticales, qui coupent l'axe des abscisses en deux points correspondant à un champ de 21 gauss environ.

La région centrale BC — BC est commune à tous les cycles ; au contraire, les pointes BMC s'encastrent les uns dans les autres.

Les cycles d'amplitudes 488 et 310 gauss n'ont pas été représentés sur la figure 28 pour ne pas surcharger le dessin

mais les pointes correspondantes s'intercalent bien entre celles des cycles d'amplitudes 515 et 194 gauss.

Le raccord en B se fait par un coude brutal ; le raccord en C est au contraire plus progressif.

On ne retrouve pas ici la boucle signalée dans le cas de l'effet Wiedemann sur les cycles d'amplitude supérieure à 380 gauss (fig. 22) et tous les cycles ont une forme analogue à ceux qu'a fourni la torsion magnétique pour les cycles d'amplitude inférieure à 380 gauss. Cette différence provient de ce que l'effet Wiedemann passe par un maximum au voisinage de 330 gauss alors que l'intensité d'aimantation croît sans discontinuer.

Dans la zone centrale on retrouve encore une région d'instabilité telle que tout se passe comme si l'intensité d'aimantation longitudinale s'inversait brusquement au moment où le champ atteint 21 gauss. Pour cette raison, les cycles d'amplitude moyenne (38,7 gauss) prennent aussi dans le cas présent une forme rectangulaire.

La seconde classe comprend les cycles d'amplitudes 27,1 ; 23,2 et 19,4 gauss (cycles de petite amplitude), représentés figure 29. Sur cette figure a été tracé également le cycle d'amplitude 38,7 gauss à titre de comparaison.

Les mesures faites dans cette zone présentent les mêmes caractères d'instabilité et d'irrégularité signalés à propos de la première étude.

Les cycles de la figure 29 obtenus après avoir désaimanté le tube avec soin, sont identiques aux cycles analogues de l'effet Wiedemann (fig. 23). Ils sont caractérisés par une diminution du champ coercitif qui devient fonction de l'amplitude du cycle et par une rapide diminution de la valeur de l'intensité d'aimantation entre 24 et 18 gauss. Au-dessous d'une quinzaine de gauss, la valeur de l'intensité d'aimantation devient trop faible pour pouvoir permettre des mesures sérieuses.

Les cycles des figures 28 et 29 permettent de tracer la

courbe de variation du champ coercitif en fonction de l'amplitude du cycle d'aimantation ; cette courbe est identique à la courbe correspondante de l'effet Wiedemann (fig. 24).

Si on trace en pointillés (fig. 28 et 29) le lieu des sommets des cycles, on obtient une courbe qui représente la loi de variation anhystérétique de l'intensité d'aimantation longitudinale. Cette courbe met nettement en évidence l'exis-

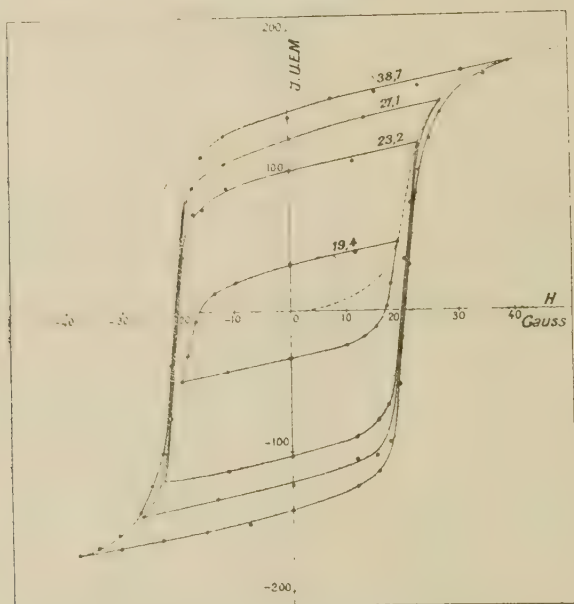


Fig. 29.

tence de deux régions distinctes ; le passage se fait de l'une à l'autre par une croissance rapide de l'intensité d'aimantation entre 18 et 24 gauss environ.

La même discontinuité apparaît sur les courbes 1 de la figure 30 qui représentent les courbes de première aimantation du nickel étudié.

Tous ces résultats sont en très bon accord avec ceux qu'a fournis l'étude de l'effet Wiedemann, tant au point de vue

qualitatif (formes des cycles et des courbes, anomalies, champ critique) que quantitatif (valeurs du champ coercitif 21 et 21,4 gauss).

Il y a pourtant quelque chose de surprenant *a priori* dans la concordance entre les valeurs des champs coercitifs pour

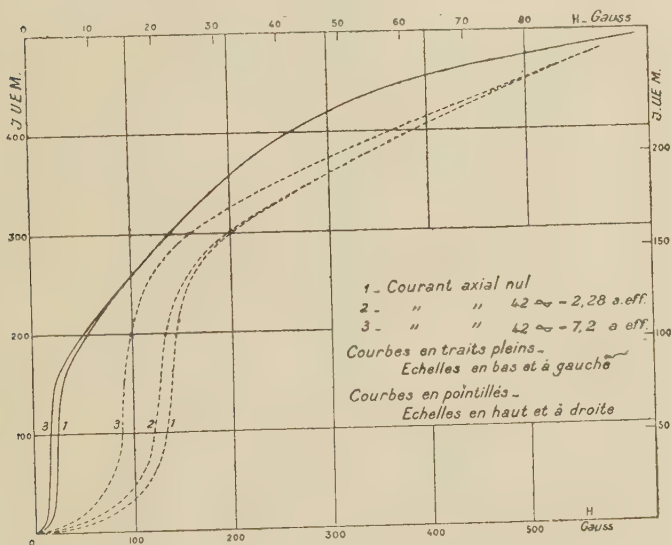


Fig. 30.

les deux phénomènes, puisque le courant axial est nul dans l'étude de l'aimantation et égal à 2,28 a. eff. dans celle de l'effet Wiedemann. Cette anomalie se trouvera éclaircie par les essais suivants.

3° Influence du courant alternatif axial. — Pour déterminer l'action du courant alternatif axial sur l'aimantation, j'ai repris le tracé de cycles complets d'aimantation pour diverses valeurs du courant.

Les cycles relevés ont eu pour amplitude 387 gauss ; les courants utilisés ont eu successivement pour valeurs efficaces : 0 — 2,28 — 6,2 ampères.

Les résultats obtenus sont consignés par les courbes de la figure 31. Le cycle relatif à un courant de 2,28 ampères efficaces n'a pas été tracé pour ne pas surcharger le dessin, mais il s'intercale exactement entre les autres.

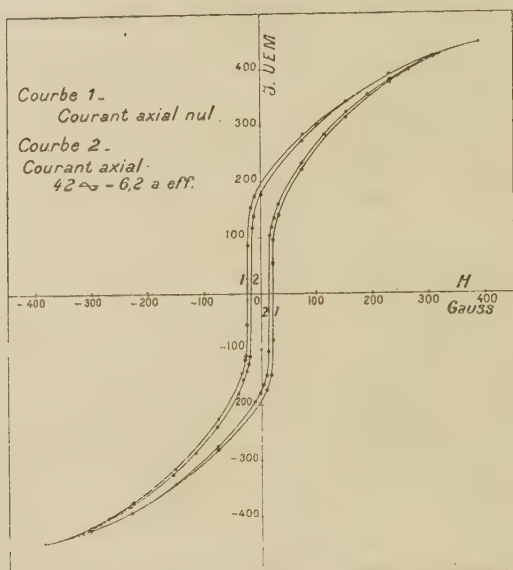


Fig. 31.

La présence du courant alternatif ne modifie rien à l'allure générale du phénomène ; les cycles conservent la même forme et la valeur maxima de l'intensité d'aimantation n'est pas modifiée. Seule, la largeur des cycles est influencée ; les cycles relatifs aux courants les plus intenses sont plus effilés et s'encastrent régulièrement dans le cycle relevé à courant nul.

L'action du champ circulaire alternatif est donc de réduire l'hystérésis, ce qui était évident *a priori*. En particulier, la valeur du champ coercitif est d'autant plus faible que le courant axial est plus intense. La loi de variation pourrait se déduire des courbes de la figure 31, mais pour éviter

l'influence des variations de température de l'éprouvette, j'ai préféré relever directement les valeurs du champ coercitif pour diverses valeurs du courant, en opérant aussi rapidement que possible sur un cycle d'amplitude 387 gauss.

Les points obtenus se placent sur une droite comme pour l'effet Wiedemann (fig. 26, courbe 2). On voit que les deux droites sont très sensiblement parallèles et que par suite la loi de variation est identique pour les deux phénomènes. Pourtant il subsiste un écart constant d'environ 2,5 gauss auquel il faut attribuer la concordance entre les valeurs des champs coercitifs obtenus pour l'effet Wiedemann et pour l'aimantation à courant axial nul. La différence est relativement faible (10 0/0) mais appréciable et il fallait en trouver l'origine; nous verrons plus loin qu'elle est due à des variations de température de l'éprouvette.

Enfin, pour compléter l'analyse de l'action du courant alternatif, j'ai relevé les courbes de première aimantation en présence de courants de valeurs efficaces 2,28 et 7,2 ampères. Ces courbes, représentées en 2 et 3 (fig. 30), montrent que le courant alternatif est pratiquement sans effet sur la valeur de l'intensité d'aimantation dès que le champ longitudinal est supérieur à 80 gauss (zone des champs élevés). Au contraire, dans la région des champs faibles l'action du champ alternatif est très importante. La croissance initiale de l'intensité d'aimantation est plus grande et la zone de croissance maxima est déportée vers les champs faibles; elle est comprise entre 18 et 24 gauss en l'absence du courant axial et entre 12 et 18 gauss si le courant a une valeur de 7,2 ampères efficaces.

Le champ circulaire alternatif facilite l'aimantation du tube de nickel dans la zone des champs faibles et déporte le champ critique vers la gauche.

4° Influence de la température. — L'analogie entre les phénomènes observés dans l'étude de l'aimantation et dans

celle de l'effet Wiedemann est complète ; seul un écart semble subsister entre les valeurs des champs coercitifs.

Certaines irrégularités observées en cours d'essais m'ayant conduit à constater que la température de l'éprouvette avait une action sur la valeur du champ coercitif, j'ai été amené à penser que l'écart observé pouvait bien avoir pour origine une différence de température de l'éprouvette entre les deux essais.

Cette hypothèse était d'autant plus valable que les expériences ont eu lieu dans un baraquement mal protégé contre les agents atmosphériques et à des époques de l'année très différentes.

Les mesures sur l'effet Wiedemann ont été effectuées en hiver, la température moyenne de la pièce était comprise entre 15° et 18°. Les mesures relatives à l'aimantation ont eu lieu au contraire au printemps et en été, à une époque où la température ambiante du laboratoire a atteint des valeurs très élevées (30° à 35°).

D'autre part, dans les essais sur la torsion magnétique, le tube était disposé verticalement au milieu d'une bobine d'aimantation d'un diamètre intérieur de 2 cm. ; la ventilation était assez bonne et la température du tube sensiblement constante. Au contraire, dans les essais sur l'aimantation le tube était disposé horizontalement dans une bobine de diamètre plus petit (1,2 cm.) ; la ventilation était bien moins bonne et la température assez variable.

Toutes ces raisons permettent d'affirmer que la température moyenne du tube était bien inférieure lors des essais sur l'effet Wiedemann à ce qu'elle pouvait être au moment de l'étude de l'aimantation.

Pour m'assurer que cette différence de température était bien l'origine de l'écart entre les champs coercitifs, j'ai repris le tracé de cycles d'aimantation complets dans diverses conditions de température.

Les cycles étudiés ont été relevés sans courant alternatif

axial et avec une amplitude de 387 gauss ; ils sont représentés figure 32.

La courbe 1 est relevée à la température la plus basse possible, le matin. La température ambiante était alors 19° et j'ai opéré très rapidement afin d'éviter toute cause d'échauffement. Le champ coercitif obtenu dans ces conditions avait pour valeur 22,8 gauss.

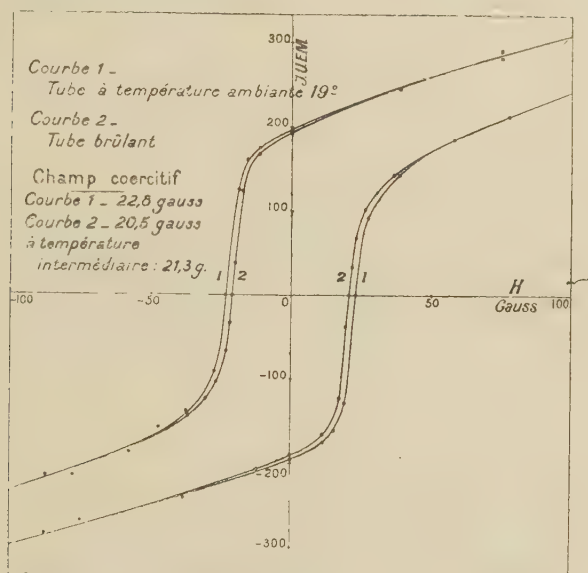


Fig. 32.

Pour obtenir la courbe 2, j'ai échauffé le tube en envoyant dans les bobines magnétisantes un fort courant continu et en soumettant le tube à un champ alternatif longitudinal intense. Le cycle a été relevé lorsque le tube de nickel était brûlant au toucher. Le champ coercitif correspondant a été 20,5 gauss.

Un cycle auxiliaire relevé à température intermédiaire et non figuré sur la figure 32 pour ne pas surcharger le dessin a donné un champ coercitif de 21,3 gauss.

Il semble donc bien établi que le champ coercitif diminue à mesure que la température croît. Si on remarque en outre que la valeur de 22,8 gauss, obtenue sur le tube à froid, c'est-à-dire à 19°, est très voisine de la valeur 23,4 gauss, obtenue par extrapolation pour l'effet Wiedemann dans le cas d'un courant axial nul, il semble qu'on puisse admettre que l'écart entre les champs coercitifs ait pour origine la différence de température du tube.

C. — COMPARAISON ENTRE L'AIMANTATION ET L'EFFET WIEDEMANN

Les études précédentes ont mis en évidence un parallélisme complet entre les variations de l'effet Wiedemann et celles de l'intensité d'aimantation. On peut pousser la comparaison plus loin et tenter un rapprochement numérique suggéré à la fin du premier chapitre et basé sur la formule :

$$K = 2S(F - F') \frac{1}{H} .$$

L'expérience nous donne directement les courbes du couple K et de l'intensité d'aimantation $\mathfrak{J}$ en fonction du champ longitudinal H ; on peut en déduire par la formule ci-dessus la loi de variation de la fonction $F - F'$ en fonction de $\mathfrak{J}$ et comparer la courbe obtenue avec une expression de la forme :

$$(24) \quad F - F' = a\mathfrak{J}^2 + b\mathfrak{J}^4 + c\mathfrak{J}^6 + \dots$$

La théorie sur laquelle je me suis appuyé ne tenant pas compte de l'hystérésis, la discussion doit porter sur les courbes anhystérétiques des phénomènes étudiés, c'est-à-dire les courbes tracées en pointillés et représentant le lieu des sommets des cycles.

La courbe anhystérétique de l'effet Wiedemann, déduites

des figures 22 et 23 est représentée en 1, figure 33. Elle donne en $\frac{\text{grammes}}{\text{centimètre}}$ la valeur de l'amplitude du couple en fonction du champ longitudinal pour un courant constant de 2,28 ampères efficaces. Celle de l'intensité d'aimantation pourrait se déduire de la même façon des cycles d'aimantation relevés en présence d'un courant axial de valeur efficace 2,28 am-

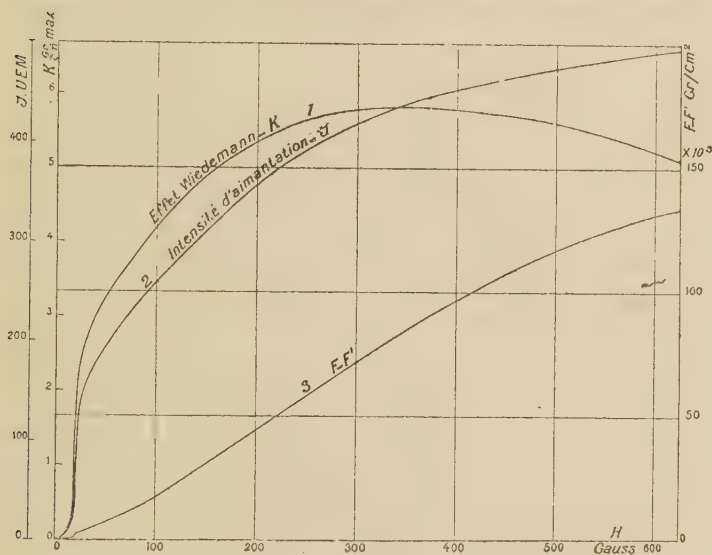


Fig. 33.

pères. Ce n'est pas le cas des cycles des figures 28 et 29 pour lesquels le courant axial est nul. Mais si on compare le lieu des sommets de ces cycles avec les courbes de première aimantation à courant axial nul de la figure 30, on voit que ces courbes sont identiques dans leur presque totalité ; seule la région des champs très faibles renferme quelques différences, ce qui est sans importance car dans ce cas les mesures manquent de précision.

On peut donc prendre comme courbe anhystérétique de

l'intensité d'aimantation la courbe de première aimantation relative à un courant axial de 2,28 ampères efficaces.

Cette courbe est représentée en 2 (fig. 33).

De la courbe 1 on déduit celle de la fonction des efforts $F - F'$ par la formule :

$$F - F' = \frac{KH}{2SI} .$$

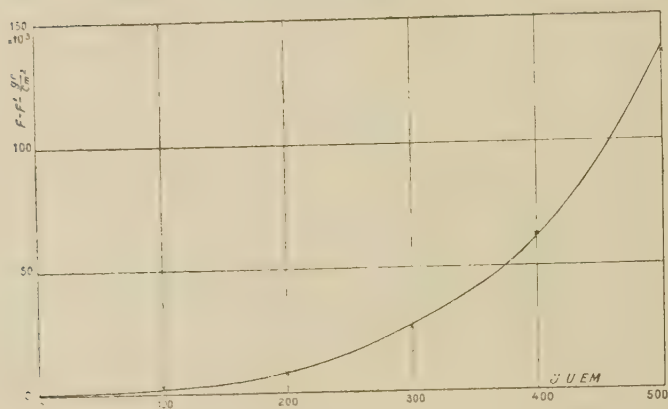


Fig. 34.

Soit en tenant compte des valeurs de S et I :

$$S = 0,0372 \text{ cm}^2$$

$$I = 2,28 \times \sqrt{2} = 3,22 \text{ ampères maximum.}$$

$$F - F' = 41,7 \times KH \frac{\text{grammes}}{\text{cm}^2} .$$

Cette fonction est représentée par la courbe 3 de la figure 33.

En combinant les courbes 2 et 3, on peut déduire la loi de variation de la fonction $F - F'$ en fonction de l'intensité d'aimantation $\mathfrak{a}$ et on obtient la courbe de la figure 34, qui a précisément une forme analogue à celle que j'ai supposée

en admettant la formule 24. On peut, en exprimant β en U. E. M. et $F - F'$ en $\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2}$ lui faire correspondre la formule :

(25)

$$F - F' = 0,13\beta^2 + 1,64 \cdot 10^{-6}\beta^4.$$

La concordance avec la courbe expérimentale est satisfaisante comme l'indiquent (fig. 34) les positions des points obtenus par la formule 25.

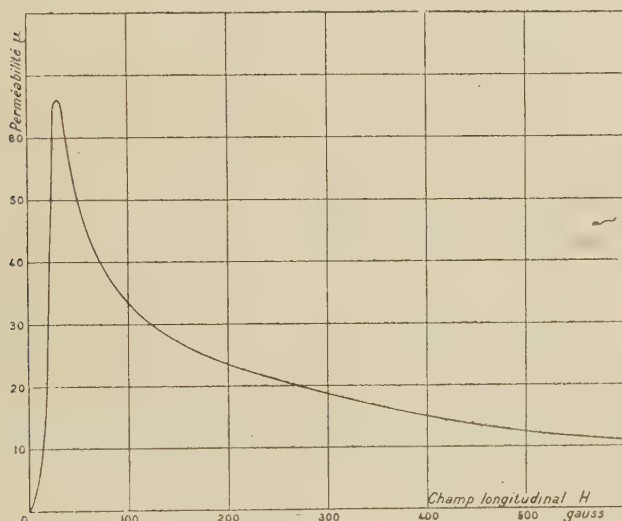


Fig. 35.

Pour terminer, j'ai voulu reprendre la tentative de rapprochement, faite par M. Williams, entre les variations de l'effet Wiedemann et celles de la perméabilité du métal.

Celle-ci se déduit aisément de la courbe de l'intensité d'aimantation pour chaque valeur de H par la relation :

$$\mu = 1 + 4\pi \frac{\beta}{H}.$$

La courbe obtenue est représentée figure 35. Elle se pré-

sente sous la même forme que celle de M. Williams relevée sur un échantillon de fer (fig. 5) et n'a ici aucun rapport avec la courbe de l'effet Wiedemann ; en particulier les positions des maximums sont franchement décalées : 330 gauss pour la torsion et 30 gauss pour la perméabilité.

C'est donc une simple coïncidence qui a donné, dans le cas du fer, des formes analogues aux courbes des variations de la perméabilité et de l'effet Wiedemann ; il n'y a en réalité aucune relation directe entre ces deux phénomènes comme l'avait suggéré M. Williams.

D. — CONCLUSION.

Les essais sur l'effet Wiedemann ont fourni des résultats en bon accord avec les expériences antérieures, mais les manifestations du phénomène ne sont plus aussi minimales et la valeur du couple peut atteindre plusieurs grammes-centimètre. A champ constant le couple est une fonction linéaire du courant axial. A courant constant sa variation en fonction du champ longitudinal est plus complexe ; il commence par croître, passe par un maximum aux environs de 330 gauss puis diminue lentement. Il est toujours en phase avec le courant axial.

En régularisant les effets d'hystérésis par l'étude de cycles fermés, la valeur du couple pour un courant et un champ donnés est indépendante de l'ordre dans lequel on a établi les champs inducteurs.

Les cycles relevés sur l'effet Wiedemann et sur les variations de l'intensité d'aimantation longitudinale montrent que ces deux phénomènes sont doués d'hystérésis et ont beaucoup de caractères communs.

Dans les champs élevés leurs variations s'effectuent suivant un mécanisme analogue à celui de tous les phénomènes présentant de l'hystérésis : les résultats observés sont stables

et indépendants de la température de l'éprouvette dans les limites des expériences.

Dans les champs faibles au contraire le nickel se trouve dans un état d'instabilité spéciale et il devient difficile d'obtenir des résultats toujours identiques à eux-mêmes. La température et le courant axial amènent des perturbations importantes dans la valeur de l'intensité d'aimantation qui croît avec eux. La désaimantation complète est très délicate à obtenir et ne se maintient pas.

Le passage de l'une des régions à l'autre s'effectue entre 18 et 24 gauss lorsque le courant axial est 2,28 ampères efficaces et la température du tube comprise entre 15° et 18°. Cette zone semble correspondre pour le nickel étudié à un champ critique dont la valeur varie avec la température de l'éprouvette et l'intensité du courant axial ; une croissance de l'une ou de l'autre provoque une diminution du champ critique, donc réduisent l'hystérésis.

Au-dessus de la zone critique (champs élevés), les phénomènes ont des valeurs relativement grandes ; au-dessous (champs faibles), ils sont au contraire difficilement mesurables ; dans la zone leurs intensités varient très rapidement. Il en résulte que dans l'étude d'un cycle de grande amplitude les deux effets étudiés s'annulent et s'inversent très brutalement dès que la valeur du champ atteint la zone critique, et cela quelle que soit la valeur de l'amplitude choisie. Cette discontinuité disparaît pour les cycles de faible amplitude pour lesquels le champ coercitif est fonction de l'amplitude et diminue rapidement avec elle.

Cette discussion met en lumière sur le nickel étudié quelques anomalies qui ont beaucoup de rapports avec celles qu'a signalées M. Forrer dans ses essais systématiques sur les irrégularités de l'aimantation du nickel ⁽¹⁸⁾. Les résultats obte-

(18) Sur une anisotropie magnétique artificielle du nickel. Les grands phénomènes de discontinuité *Comptes Rendus*, t. 180, 1925, p. 1253.

nus sont à rapprocher en particulier de ceux qu'a fournis la « *matière à propriété uniforme* » que M. Forrer a obtenue en « *donnant à son fil étiré et courbé une forme exactement rectiligne* ». Or le tube de nickel que j'ai étudié se trouve précisément dans des conditions analogues puisqu'il a été obtenu par étirages successifs à la filière.

Un fait remarquable est que les propriétés magnétiques du tube, en particulier le champ coercitif, ne semblent pas influencées par les vibrations transversales, même intenses, imposées par l'étude de l'effet Wiedemann, alors que M. Forrer signale que les déformations longitudinales modifient considérablement la forme des courbes.

La comparaison quantitative de l'effet Wiedemann et de l'intensité d'aimantation, tentée en s'appuyant sur la théorie du premier chapitre, a permis de déduire la loi de variation en fonction de l'intensité d'aimantation de la fonction $(F - F')$, différence entre les efforts principaux de magnétostriktion. La courbe obtenue peut se représenter par une formule simple de la forme :

$$F - F' = a\beta^2 + b\beta^4.$$

Enfin aucune parenté entre l'effet Wiedemann et la perméabilité n'a pu être mise en évidence ; les observations qu'a pu faire à ce sujet M. Williams sur le fer semblent donc être dues à une coïncidence.

La conclusion qui paraît se dégager nettement de cette étude est que l'effet Wiedemann n'est pas un phénomène indépendant, mais une simple conséquence de la magnéto-

Sur une anisotropie magnétique artificielle du nickel. Acquisition d'un état à cycle particulièrement simple. *Comptes Rendus*, t. 180, 1925, p. 1394.

Sur les grands phénomènes de discontinuité dans l'aimantation du nickel et l'acquisition d'un état à cycle particulièrement simple. *Journal de Physique*, t. VI, 1926, p. 109.

striction ordinaire. L'aspect très caractéristique et un peu compliqué sous lequel se présentent les courbes correspondantes est dû simplement à la forme hélicoïdale du champ inducteur ; aucun phénomène auxiliaire ne vient se superposer à l'effet Joule et l'analyse permet d'interpréter toutes les anomalies apparentes.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Séparation des isotopes.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 11 janvier 1927.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

POUR LE RECTEUR :

L'Inspecteur d'Académie,

MAURELLET.



